

Experimentelle und numerische Untersuchungen der Strömung in Outflow-Valves

Vom Fachbereich Maschinenbau
an der Technischen Universität Darmstadt
zur
Erlangung des Grades eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)
genehmigte
D i s s e r t a t i o n

vorgelegt von
Dipl.-Ing. Micha Kalbhenn
aus Frankfurt/Main

Berichterstatter:	Prof. Dipl.-Ing. B. Ewald
Mitberichterstatter:	Prof. Dr.-Ing. C. Tropea
Tag der Einreichung:	03.07.2001
Tag der mündlichen Prüfung:	23.10.2001

Darmstadt 2002

D 17

Die vorliegende Arbeit entstand am Fachgebiet Aerodynamik und Meßtechnik der Technischen Hochschule Darmstadt.

Der Leiter des Fachgebietes, Herr Prof. Dipl.-Ing. B. Ewald, hat mir mit seiner Unterstützung die Durchführung dieser Arbeit ermöglicht. Für sein Interesse am Fortgang der Arbeit möchte ich mich aufrichtig bedanken.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Tropea danke ich für die Übernahme des Korreferats und die vielen Mühen, die er damit auf sich genommen hat.

Meinen Kollegen danke ich für viele stimulierende fachliche Diskussionen und meinen Studien- und Diplomarbeitern für ihren Einsatz, ohne den diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Meiner Frau danke ich schließlich für ihre Geduld und ihr stetes sanftes Drängen in der Zeit der schriftlichen Ausarbeitung.

Ich versichere an Eides Statt, daß ich diese Arbeit mit Ausnahme der ausdrücklich erwähnten Hilfen selbständig angefertigt habe.

Kornwestheim, im März 2001

Übersicht

Die vorliegende Arbeit untersucht die Strömung in Outflow-Valves.

Zunächst wird die bekannte und ausführlich vermessene Strömung über eine rückspringende Stufe mit verschiedenen Turbulenzmodellen simuliert. Mit dem geeignetsten Modell wird daraufhin die Strömung durch ein Referenzventil mit komplexer Geometrie simuliert.

Zur experimentellen Verifikation der Ergebnisse wird eine neue Versuchsanlage zur Vermessung von Innenströmungen bei unterschiedlichen Druckverhältnissen und -niveaus konzipiert und aufgebaut. In dieser Versuchsanlage wird das Referenzventil im Original und im Maßstab 1:2 vermessen.

Aufbauend auf den Erfahrungen am Referenzventil wird ein neuer Ventilentwurf mit Hilfe der Strömungssimulation optimiert. Die Größen der Zielfunktion sind maximaler Massenstrom bei geringstem Druckverhältnis und möglichst kleines Klappenmoment bei größtem Druckverhältnis.

Im Experiment wird die Zuverlässigkeit der Simulation und die Leistungsfähigkeit des neuen Ventils nachgewiesen.

*meiner lieben Frau
Kristin*

Inhaltsverzeichnis

Formelzeichen und Symbole	iii
1 Einleitung	1
1.1 Stand des Wissens	2
1.2 Zielsetzung der Arbeit	7
2 Theoretische Grundlagen	9
2.1 Grundgleichungen	9
2.2 Turbulenzmodellierung	11
2.2.1 Algebraische Turbulenzmodelle	12
2.2.2 Zweigleichungsmodelle	12
2.2.3 Reynolds-Spannungs-Modell	14
2.2.4 Wandnahe Strömungen - Wandfunktionen	15
3 Berechnung von Strömungen mit Ablösung	18
3.1 Backward-facing-step	19
3.1.1 Numerische Berechnung	20
3.1.2 Vergleich mit experimentellen Ergebnissen	22
3.2 Numerische Simulation des Referenzventils	27
3.2.1 Untersuchte Größen	30
3.2.2 2D Simulationsrechnung	31
3.2.3 3D Simulationsrechnung	35
4 Experimentelle Untersuchung einer Klappenströmung	38
4.1 Beschreibung des Meßobjekts	38
4.2 Experimenteller Aufbau	40
4.2.1 Anforderungen und Randbedingungen	40
4.2.2 Ähnlichkeitsbetrachtung	41
4.2.3 Versuchsaufbau und meßtechnische Ausrüstung	47
4.2.4 Umrechnung des Massenstroms	50
4.2.5 Umrechnung des Drehmoments	51
4.3 Statistische Methoden der Datenaufbereitung	52
4.3.1 Analyse der Rohdaten	53

4.3.2	Statistische Größen	55
4.4	Vergleich Experiment - Numerik am Referenzventil	57
5	Optimierung eines Ventilentwurfs	65
5.1	Zielgrößen der Optimierung	65
5.2	Optimierungsschritte	66
5.2.1	Rahmengestaltung	67
5.2.2	Klappengeometrie	70
5.2.3	Ventiloptimierung	70
5.2.4	Reiseflugkonfiguration	72
5.2.5	Schubrückgewinn	74
5.2.6	Auswertung	75
5.2.7	Vergleich Experiment - Numerik optimiertes Ventil	78
5.2.8	Vergleich Referenzventil - optimiertes Ventil	80
6	Zusammenfassung	82
	Literaturverzeichnis	84
	Anhang	88
A	Varianten LG	88

Formelzeichen und Symbole

Lateinische Buchstaben

A	$[\text{m}^2]$	Fläche
a, b, c, d, e	$[-]$	Variablen
b	$[\text{m}]$	Breite
$C_{\varepsilon 1}$	$[-]$	Konstante des k- ε -Modells
$C_{\varepsilon 2}$	$[-]$	Konstante des k- ε -Modells
C_{μ}	$[-]$	Konstante des k- ε -Modells
c_d	$[-]$	discharge Coefficient (Gl. 3-4)
c_t	$[-]$	torque Coefficient (Gl. 3-7)
c_p	$[\text{J}/(\text{kgK})]$	spezifische Wärme bei konst. Druck
c_v	$[\text{J}/(\text{kgK})]$	spezifische Wärme bei konst. Volumen
d	$[\text{m}]$	Durchmesser
E	$[\text{J}/\text{kg}]$	spezifische Gesamtenergie
e	$[\text{J}/\text{kg}]$	innere Energie
e	$[\text{m}]$	Bezugslänge des Wurzelgesetzes
F	$[\text{N}]$	äußer Kraft
g	$[\text{m}/\text{s}^2]$	Erdbeschleunigung
H	$[\text{m}]$	Kanalhöhe (backward-facing step)
h	$[\text{m}]$	Höhe
K	$[-]$	Konstante
k	$[\text{m}^2/\text{s}^2]$	turbulente kinetische Energie, Kesselgrößen
L	$[\text{m}]$	Bezugslänge, charakteristische turbulente Länge
l	$[\text{m}]$	Prandtlscher Mischungsweg
\dot{m}	$[\text{kg}/\text{s}]$	Massenstrom

M	[Nm]	Drehmoment
Ma	[–]	Machsche Zahl, $M = U/c$
N_g	[–]	Gesamtzahl der Gitterzellen
p	[N/m ²]	Druck
Pr	[–]	Prandtl-Zahl, $Pr = \mu c_p / \lambda$
R	[J/(kgK)]	Gaskonstante
r	[–]	Rang einer Matrix
Re	[–]	Reynoldssche Zahl, $Re = UL/\nu$
S	[K]	Sutherland-Konstante ($S = 111k$), Standardabweichung, Schub
T	[K]	Temperatur
t	[s]	Zeit, Student Parameter
u_i	[m/s]	Geschwindigkeit in die i -te Raumrichtung
u_τ	[m/s]	Schubspannungsgeschwindigkeit $u_\tau = \sqrt{\tau_w / \varrho_w}$
X	[m]	Bezugslänge (backward-facing) step
x, y, z	[m]	kartesische Koordinaten
y^+	[–]	dimensionslose y -Koordinate, $y^+ = y u_\tau / \nu$

Griechische Buchstaben

α	[Grad]	Klappenwinkel
ε	[m ² /s ³]	turbulente Dissipation
κ	[–]	Isentropenexponent
Λ	[–]	Streckung
μ	[Ns/m ²]	dynamische Viskosität, statistischer Mittelwert
ν	[m ² /s]	kinematische Viskosität
Π	[–]	Druckverhältnis, Produkte einer Potenzreihenentwicklung
Π_{ij}	[–]	Druck-Scher-Korrelation
ϱ	[kg/m ³]	Dichte
σ_k	[–]	Konstante des $k - \varepsilon$ -Modells
σ_{ϵ}	[–]	Konstante des $k - \varepsilon$ -Modells
τ_{ij}	[N/m ²]	Komponenten des Spannungstensors

Tiefgestellte Indizes

0	Bezugsgröße, Startwert
a	Umgebungsgrößen (ambient)
A	am Aktuator
c	Kabinengrößen (cabin)
eff	Effektivwerte
geo	geometrische Größe
i	(i)-te Raumrichtung
$inlet$	Eintrittsgrößen
m, \max	Maximalwert
$outlet$	Austrittsgrößen
ref	Bezugsgröße
s	α_{sensed} Ventilwinkel am Aktuator gemessen
$t, turb$	turbulent; Totalgröße
w	Wandgröße

Hochgestellte Indizes

$'$	Schwankungsgröße, modifizierter Wert
$+$	dimensionslose Größe
\star	kritische Größen bei $Ma = 1$

Symbole, Operatoren

$-$	gemittelter Wert
Δ	Differenz

Abkürzungen

FC	reale Flugbedingungen
FL	Flight-level ($FL410 \hat{=} 41000$ ft)
LG	Louvered Gate
MC	experimentelle Modellbedingungen
RA	Rapid Term der Druck-Scher-Korrelation
RE	Return Term der Druck-Scher-Korrelation
RNG	Renormalization-Group-Theory

1 Einleitung

Die weit fortgeschrittene Globalisierung des Wettbewerbs in allen Bereichen der Wirtschaft führt zu immer kürzer werdenden Produktlebenszyklen. Um am Markt bestehen zu können müssen neue Ideen und Produkte zunehmend schneller entwickelt und umgesetzt werden. Forschungs- und Entwicklungsabteilungen in Unternehmen, aber auch Forschungseinrichtungen an Hochschulen und Universitäten stehen damit vor der großen Schwierigkeit qualitativ hochwertige Produkte in kurzer Zeit zu entwickeln und zur Serienreife zu bringen. Ohne die Verfügbarkeit zuverlässiger und zeitsparender Entwicklungswerkzeuge ist diese Aufgabe nicht zu bewältigen.

Im Bereich der Strömungsmechanik sind aus diesen Gründen numerische Verfahren nicht mehr wegzudenken. Sie sollen helfen den zeit- und kostenintensiven, experimentellen Aufwand zu reduzieren. Insbesondere in der Phase der Vorentwicklung stehen damit Werkzeuge zur Verfügung, mit denen vergleichsweise einfach die verschiedensten, lösungsbestimmenden Parameter variiert und optimiert werden können.

Das Verhältnis zu diesen inzwischen schon seit einigen Jahren kommerziell verfügbaren und etablierten Programmen ist allerdings nach wie vor sehr gespalten. Häufig wird vom Einsatz teurer Simulationssoftware weit mehr erwartet, als sie zu leisten in der Lage ist. Die übertriebenen Erwartungen wurden in der Vergangenheit nicht selten durch die Anwender dieser Softwaretools selbst geschürt. Noch in den 80er Jahren wurde von vielen das Ende der experimentellen Strömungsmechanik prognostiziert. Diese Erwartungen wurden in den letzten Jahren stark relativiert.

Aufgrund der stark unterschiedlichen Arbeitsweisen im experimentellen und numerischen Bereich sind diese Beiden Teilgebiete der Strömungsmechanik oft auch personell scharf getrennt. Eine effektive Zusammenarbeit, die die Vorteile beider Seiten nutzt, findet daher häufig nicht statt.

Der Berechnungsingenieur vertraut seinen, an mehr oder weniger akademischen Spezialfällen "kalibrierten" Verfahren, wohingegen sich der Experimentalingenieur auf die

Messung realer Vorgänge verläßt, die häufig schwer übersehbaren Randbedingungen unterliegen. Solange sich beide auf bekanntem Terrain bewegen und die Möglichkeit haben, ihre Ergebnisse mit Hilfe früherer Untersuchungen zu verifizieren, werden beide relativ zuverlässige Aussagen treffen können. Stoßen sie aber in Neuland vor, kann eine sinnvolle Zusammenarbeit Fehlschläge vermeiden.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der numerischen und experimentellen Untersuchung eines Ventils zur Kabinendruckregelung in Verkehrsflugzeugen. Diese Ventile werden im Flugzeugbau als *Outflow-Valves* bezeichnet. Die strömungsmechanischen Schwierigkeiten bei der Auslegung solcher Ventile liegen in der Komplexität ihrer eigenen und der sie umgebenden Gestalt. Die geringen Möglichkeiten, die Zuströmung zum Ventil zu beeinflussen, führen zu einer mehr oder minder unkontrollierbaren Anströmung des Outflow-Valves und damit fast zwangsläufig zum Auftreten ausgehnter Ablösegebiete.

Ein weiteres Problem liegt im umfangreichen Arbeitsbereich dieser Ventile. Die, während einer Mission auftretenden Druckverhältnisse reichen von $\Pi = 1$ am Boden bis $\Pi = 0,2$ bei Reiseflughöhe. Damit variieren die Ausströmgeschwindigkeiten von nahezu 0 m/s bis zur zweifachen Schallgeschwindigkeit. Entsprechend groß ist der durchlaufene Reynoldszahlbereich.

Am Beispiel der Weiterentwicklung eines solchen Ventils soll untersucht werden, mit welcher Zuverlässigkeit die verschiedenen Eigenschaften einer komplexen Ventilströmung mit einem kommerziellen Verfahren numerisch simuliert werden können. Darüberhinaus soll gezeigt werden, wie Experiment und numerische Simulation einander sinnvoll ergänzen können.

1.1 Stand des Wissens

In der wissenschaftlichen Literatur finden sich eine Vielzahl von Veröffentlichungen, die sich mit der numerischen Simulation und experimentellen Untersuchung der unterschiedlichsten Strömungen beschäftigen. Der weitaus größte Teil der numerischen Arbeiten ist im Bereich der Aerodynamik angesiedelt. Bedingt durch die hohen Anforderungen an die strömungsmechanischen Eigenschaften von Tragflügelprofilen und die hohen Kosten für experimentelle Untersuchungen in Windkanälen, wurden auf diesem Gebiet schon sehr früh numerische Verfahren entwickelt. Darüberhinaus existieren zahlreiche Windkanalmessungen zu den verschiedensten Tragflügelprofilen, die

eine ideale Datenbasis für die Erprobung neuer, numerischer Modelle darstellen.

Die meisten dieser Simulationsprogramme beschränken sich bis heute auf die Berechnung von Außenströmungen. Da mit dieser Einschränkung die Formulierung von Randbedingungen sich auf den ungestörten Fernfeldrand eines umströmten Körpers beschränkt, sind diese Verfahren nicht ohne weiteres für die Berechnung von Innenströmungen einsetzbar.

Auf dem großen Gebiet der Innenströmungen wurden, wie W. Rodi in seinem Buch *Turbulence Models and Their Application in Hydraulics - A state-of-the-art review* schreibt, bis in die siebziger Jahre hinein numerische Verfahren nur selten eingesetzt [40]. Bis heute gestaltet sich der Einsatz dieser Werkzeuge als schwierig.

Im Gegensatz zur häufig zweidimensionalen Simulation von Tragflügelprofilen mit anliegender Strömung, müssen Strömungen in Maschinen oder durch Ventile in der Regel dreidimensional betrachtet werden und große Ablösegebiete beeinflussen ihre Funktion. Hinzu kommt, daß die exakten Randbedingungen oft nicht bekannt sind, da die durchströmten Inneräume meßtechnisch schwer zugänglich sind. Die rückwirkungsfreie Vermessung der Strömungsform innerhalb eines Rezirkulationsgebietes war bis zur Einführung der Lasermesstechnik völlig unmöglich. Man mußte sich auf qualitative Untersuchungen durch Sichtbarmachung der Strömung beschränken.

Eine wesentliche Eigenschaft, die solchen technisch relevanten Strömungen gemeinsam ist, ist die Existenz von mehr oder weniger stark ausgeprägten Bereichen abgelöster Strömung. In den meisten technischen Anwendungen wird versucht sie zu vermeiden. Kommt es bei einem Tragflügel zu einem Strömungsabriß, ausgelöst z. B. durch einen zu hohen Anstellwinkel, verringert sich der Auftrieb unter Umständen schlagartig und kann zu einem gefährlichen Flugzustand führen. In Diffusoren führt ein Ablösung der Strömung von der begrenzenden Seitenwand zu einer Verringerung des durchströmten Querschnitts. Hierdurch kann der Wirkungsgrad einer Strömungsmaschine drastisch verschlechtert werden. Im Automobilbereich kann ein ungünstig geformtes Heck das Ablösegebiet stark vergrößern und damit den Luftwiderstand erheblich erhöhen. An den genannten Beispielen läßt sich die große Bedeutung des Phänomens *Strömungsablösung* erkennen.

Im Laufe der Zeit hat es zahlreiche Versuche gegeben, Strömungsablösung theoretisch zu erfassen und ihre Auswirkung auf einen umströmten Körper zu berechnen. In der Literatur findet sich ein breites Spektrum von Veröffentlichungen zu diesem Thema. Eine der größten Schwierigkeiten bei der Untersuchung abgelöster Strömungen besteht in den vielfältigen phänomenologischen Erscheinungsformen und Auswirkungen.

Ein wesentlicher Schwerpunkt der wissenschaftlichen Arbeiten liegt auf dem Phänomen der Ablösung einer Strömung von stetig gekrümmten Körpern (Diffusoren, Tragflügelprofile, ...). Die ersten erfolgreiche Untersuchungen gehen hier zurück auf PRANDTL. Seine Untersuchungen zum Druckverlust bei Diffusoren führten zu zwei notwendigen Bedingungen für das Ablösen einer Strömung [38]

1. positiver Druckgradient in Strömungsrichtung
2. das strömende Fluid ist viskos (Reibung tritt auf)

Diese Bedingungen hat Prandtl für zweidimensionale, stationäre Strömungen entwickelt. Sie gelten sowohl für inkompressible, als auch für kompressible Strömungszustände. Allerdings lassen sich daraus kaum realistische Empfehlung zur Vermeidung von Ablösung ableiten. In Folge dieser Erkenntnisse konzentrierten sich die meisten Forschungsaktivitäten zunächst auf den Bereich der Flugzeugaerodynamik. Aus dieser Zeit stammt auch die wohl älteste Klassifizierung von Ablösungserscheinungen. Nach GULLAUGH und GAULT unterscheidet man drei unterschiedliche Ablösemechanismen [12]

- Hinterkantenablösung
- Kurze Ablöseblase (Vorderkantenablösung)
- Lange Ablöseblase

Das Auftreten dieser drei Arten von Ablösungen hängt jeweils von der “Dicke” der umströmten Körper und der Reynoldszahl ab.

Ein weiteres Phänomen ist der Strömungsabriß an scharfen Körperkanten und die damit verbundene Ausbildung eines sogenannten Totwassergebietes. Die wesentliche Schwierigkeit besteht hierbei in der Bestimmung des Druckes innerhalb dieses Gebietes. 1970 resümiert CHANG, daß mit Hilfe theoretischer Ansätze keine Lösung absehbar ist. Zwar hat es schon relativ früh Versuche gegeben, abgelöste Strömungen potentialtheoretisch zu behandeln, die Arbeiten von HELMHOLTZ [16] und KIRCHHOFF [21] stießen aber bei der Bestimmung des Drucks im Totwassergebiet an ihre Grenzen. Diese Methode arbeitet mit sogenannten *freien Stromlinien*, die an der Ablösestelle beginnen und bis ins Unendliche reichen. Sie grenzen die äußere Potentialströmung gegen das Totwassergebiet ab. Der Beginn der Ablösung kann durch eine Grenzschichtrechnung bestimmt oder an scharfen Körperkanten fixiert werden.

Auch die weitere Verfeinerung dieser ersten Ansätze und Erweiterung auf die Umströmung beliebig geformter Körper von KONHÄUSER (1984) [22] erlaubt zwar eine relativ gute Bestimmung von Druckverlauf, Widerstand und Auftrieb, aber der Druck im Ablösegebiet selbst muß experimentell bestimmt werden.

Erst die Verfügbarkeit leistungsfähiger Computer und die damit verbundene Möglichkeit der numerischen Lösung der Navier-Stokes Gleichungen führten aus der Sackgasse. Allerdings ist nach wie vor die Lösung der vollständigen Navier-Stokes Gleichungen mit Hilfe der Direkten Numerischen Simulation oder die Large Eddy Simulation für technisch relevante Reynoldszahlen nicht möglich [11]. Die bisherigen Arbeiten beschränken sich auf geometrisch einfache Strukturen wie die Rohrströmung [49], die die Kanalströmung [20] oder die Strömung um ein Hindernis [8].

Bei der Berechnung technischer Strömungen ist man daher auf die Lösung der reynoldsgemittelten Gleichungen in Verbindung mit einem mehr oder weniger empirischen Turbulenzmodell angewiesen. Die Spannweite der Modelle reicht hier von den einfachsten algebraischen Modellen, die auf dem Prandtlschen Mischungswegansatz basieren, bis zu komplexen Reynolds-Spannungs Modellen, die Transportgleichungen für jeden Term des Reynoldsschen Spannungstensors bereitstellen.

Der Vorteil algebraischer Turbulenzmodelle wie zum Beispiel die von CEBECI/SMITH [7] oder BALDWIN/LOMAX [3] liegt in ihrem geringen zusätzlichen numerischen Aufwand. Die turbulente Viskosität wird hier aber nur aus lokalen Eigenschaften der Strömung bestimmt. Transportphänomene bleiben unberücksichtigt. Eine Verbesserung stellt zum Beispiel das Halbgleichungsmodell von JOHNSON und KING [18] dar. Es berücksichtigt die wesentlichen Transporteffekte mit Hilfe einer gewöhnlichen Differentialgleichung. Da der zusätzliche numerische Aufwand gering ist, wirkt sich die verbesserte Genauigkeit nur geringfügig auf die Rechenzeit aus.

Eine weitere Verbesserung brachte die Entwicklung von Ein- und Zweigleichungsmodellen. Sie stellen partielle Differentialgleichungen für den konvektiven Transport der turbulenten kinetischen Energie und der turbulenten Dissipation zur Verfügung. Bei dieser Art Modelle steigt der numerische Aufwand deutlich gegenüber den algebraischen Turbulenzmodellen. Zusätzlich zu den drei partiellen Differentialgleichungen der Impulserhaltung, der Gleichung für die Massenerhaltung und die der Energieerhaltung, sind noch eine bzw. zwei weitere partielle Differentialgleichungen zu lösen. Als Beispiele seien hier das Modelle von BALDWIN und BARTH [2] und das $k - \varepsilon$ -Modell von JONES und LAUNDER genannt [24]. Schon 1987 wurde von YAKHOT und ORSZAG eine Modifikation des $k - \varepsilon$ -Modells vorgeschlagen. Während das klassische $k - \varepsilon$ -Modell auf den reynoldsgemittelten Navier-Stokes Gleichungen aufbaut, ver-

wendet das sogenannte RNG- $k - \varepsilon$ -Modell ein anderes statistisches Verfahren zur Eliminierung der Schwankungsgrößen. Insbesondere bei der Berechnung abgelöster Strömungen hat sich diese Modifikation bewährt.

Die dritte Gruppe, der für technische Strömungen einsetzbaren Turbulenzmodelle werden als Reynolds-Spannungs-Modelle bezeichnet. Diese Klasse von Modellen löst sich von dem Konzept des Ansatzes nach BOUSSINESQ, [5] der die Reynoldsspannung proportional zur Scherrate setzt. Die ersten linearen Modelle wurden schon 1975 von LAUNDER, REECE und RODI [26] veröffentlicht. Neuere, nichtlineare Modelle wurden 1985 von SHIH und LUMLEY [43] und 1991 von SPEZIALE, SARKAR und GATSKI [45] vorgestellt. Es steht außer Frage, daß diese Art von Modellen prinzipiell besser geeignet sind die Physik komplexer Strömungsformen zu erfassen. Allerdings bereitet die Berechnung von Grenzschichten entlang fester Wände Schwierigkeiten. Für den wandnahen Bereich müssen zusätzliche Modelle eingeführt werden, die als Maß den senkrechten Abstand zur Wand verwenden. Bei komplexen Geometrien stößt man dabei schnell an Grenzen [44]. Aus numerischer Sicht steigt der Rechenaufwand gegenüber den Zweigleichungsmodellen erheblich. Es sind sechs zusätzliche Differentialgleichungen zu lösen.

Neben den Veröffentlichungen zu den erwähnten Standardmodellen existieren auch zahlreiche Varianten dieser Modelle, die an bestimmte, typische Strömungsformen, wie z. B. die *Rückspringende Stufe* angepaßt sind. In der Regel verlieren die modifizierten Modelle durch diese Anpassungen aber ihre allgemeine Vorhersagefähigkeit. Sie können nur noch zur Nachrechnung bereits vermessener Strömungen eingesetzt werden. Da Simulationsmethoden aber als Entwicklungswerkzeug eingesetzt werden sollen, sind diese optimierten Spezialmodelle für den Entwicklungsingenieur uninteressant und sollen hier nicht weiter betrachtet werden.

Einen wichtigen Beitrag zur Beurteilung der Leistungsfähigkeit der unterschiedlichen Turbulenzmodelle leisten zahlreiche Benchmark-Untersuchungen. 1979 hat RODI [40] den allgemeinen Stand der Forschung festgehalten. Gezielt, auf abgelöste Strömungen bezogene Benchmarks stammen von MARVIN (1983) [32], BRADSHAW, LAUNDER und LUMLEY (1991) [6], SPEZIALE und THANGAM (1992) [46], MENTER (1992) [33] und FREITAS (1995) [14].

Bei der Bewertung von Benchmarktests hat sich gezeigt, daß die Abweichungen zwischen den Ergebnissen gleicher Turbulenzmodelle aber unterschiedlicher Bearbeiter oft größer sind, als die Unterschiede zwischen den Turbulenzmodellen selbst [6]. Vor diesem Hintergrund erscheint die Relevanz der Diskussion, um die Qualität der unter-

schiedlichen Modellierungsansätze, für den praktischen Einsatz dieser Verfahren eher unbedeutend. Allerdings ist im Einzelfall sehr genau zu untersuchen, welche physikalischen Eigenschaften die zu untersuchende Strömung hat. Da jedes Modell durch vereinfachende Annahmen bestimmte physikalische Eigenschaften vernachlässigt, ist diese Beurteilung wesentlich für den Erfolg einer Simulation verantwortlich.

Die physikalischen Grundlagen zu diesem Themenkomplex und die Eigenschaften abgelöster Strömungen hat LEDER [28] 1992 sehr ausführlich und anwendungsübergreifend zusammengestellt.

1.2 Zielsetzung der Arbeit

Der Stand des Wissens zeigt, daß heute numerische Verfahren zur Verfügung stehen, die in der Lage sind, Strömungen um beliebig geformte Körper relativ zuverlässig zu berechnen. Der praktische Einsatz dieser Werkzeuge in der industriellen Entwicklung steigt stetig. Hinsichtlich der Zuverlässigkeit bei der Anwendung auf technische Strömungen bestehen aber immer noch große Unklarheiten. Die realistische Einschätzung der Leistungsfähigkeit und Genauigkeit bleibt nach wie vor der mehr oder weniger umfangreichen Erfahrung des jeweiligen Anwenders überlassen.

Die bekannten Turbulenzmodelle wurden im Laufe ihrer Entwicklung an verschiedenen, typischen Strömungsformen getestet. Es gibt zahlreiche Veröffentlichungen zur Berechnung von Kanalströmungen, Diffusoren, Scherströmungen, Freistrahlen oder rückspringenden Stufen. In der technischen Praxis findet man aber in der Regel eine Überlagerung all dieser Spezialfälle. Die wissenschaftliche Untersuchung der Zuverlässigkeit im Praxiseinsatz steht aber noch aus [42]. Die vorliegende Arbeit soll einen kleinen Beitrag hierzu leisten.

Mit Hilfe eines numerischen Verfahrens und Experimenten soll die Strömungsform in einem Ventil zur Kabinendruckregelung in Verkehrsflugzeugen untersucht werden. Desweiteren sollen, aufbauend auf den Ergebnissen, neue, optimierte Ventilgeometrien mit Hilfe numerischer Verfahren erarbeitet werden. Der Optimierungsschwerpunkt liegt dabei auf der Maximierung des Massenstroms bei gleichzeitiger Minimierung des wirkenden Klappenmomentes.

Als CFD-Code wurde das kommerzielle Softwarepaket *FLUENT* gewählt. Dieses Programmpaket hatte bei einem Benchmarking 1995 sehr gut abgeschnitten [14], so daß

die Zuverlässigkeit als relativ hoch einzuschätzen war.

Die Arbeit gliedert sich in drei Blöcke.

1. Nachrechnung einer “backward facing step”
2. Berechnung und Vermessung der Strömung durch ein bekanntes Referenzventil
3. Entwurf, Berechnung und Vermessung eines neuen Ventilkonzepts

Im ersten Schritt soll die Zuverlässigkeit des eingesetzten CFD-Codes und verschiedener Turbulenzmodelle untersucht werden. Anhand eines bekannten Testfalls, der wesentliche Eigenschaften der später zu berechnenden Strömung enthält, werden die lokalen, berechneten Eigenschaften Wiederanlegelänge und Geschwindigkeitsprofile mit den gemessenen Größen verglichen. Hierdurch wird die Verbindung zu bereits durchgeführten Untersuchungen (siehe [14]) hergestellt.

Im zweiten Schritt wird mit einem ausgewählten Turbulenzmodell ein bereits von anderer Stelle vermessen Referenzventil untersucht. Zusätzlich werden an diesem Ventil eigene Messungen durchgeführt, um die im Rahmen dieser Arbeit neu aufgebaute Versuchsanlage zu verifizieren. Hierbei werden Meßreihen am Originalventil und einem Modell im Maßstab 1:2 aufgenommen. Wesentliche Auslegungsparameter bei der Entwicklung dieser Art von Ventilen sind der Massenstrom und das Drehmoment bei einem bestimmten, gegebenen Öffnungswinkel und Druckverhältnis. Lokale Eigenschaften der Strömung sind zunächst nicht relevant. Sie spielen erst dann eine Rolle, wenn akustische Eigenschaften berücksichtigt werden sollen.

Im dritten Schritt wird, aufbauend auf den Erkenntnissen am Referenzventil, mit Hilfe des numerischen Verfahrens ein neues Ventilkonzept untersucht und optimiert. Die Ergebnisse werden am Ende der Arbeit durch Messungen verifiziert.

2 Theoretische Grundlagen

Die untersuchten Ventile werden zur Regelung des Drucks in der Passagierkabine eingesetzt. Sie stellen die Schnittstelle zwischen Flugzeuginnenraum und den Umgebungsbedingungen dar. Bedingt durch das typische Flugprofil eines Verkehrsflugzeugs, Start - Steigflug - Reiseflug - Sinkflug - Landung, sind diese Ventile extrem unterschiedlichen Randbedingungen ausgesetzt.

Steht das Flugzeug am Boden, müssen die Ventile, bei einer sehr geringen Druckdifferenz von 200 Pa , einen maximalen Gesamtmassenstrom von $7,5 \text{ kg}$ zulassen. Im Reiseflug, bei einer Flughöhe von 43.000 ft , sind bei einem Druckverhältnis von $\Pi_{max} = 0,21$ zwischen $3,48$ und $6,38 \text{ kg/s}$ Luft abzuführen. Darüber hinaus ist der gesamte Zwischenbereich abzudecken.

2.1 Grundgleichungen

An diesen Anforderungen erkennt man, daß von inkompressiblen, reibungsbehafteten Strömungen mit geringen Geschwindigkeiten bis zu kompressiblen Zuständen mit großen Überschallgebieten nahezu alle Arbeitsbereiche auftreten können. Hier sind der analytischen Behandlung des Problems deutliche Grenzen gesetzt. Allerdings eignet sich die Stromfadentheorie, als analytisches Werkzeug, zur Abschätzung und Vorauslegung sehr gut. Gilt das Interesse aber den lokalen Größen innerhalb des Strömungsfeldes, um die Geometrie der umströmten Körper zu optimieren, ist man auf numerische Feldverfahren angewiesen, die die Navier-Stokes'schen Differentialgleichungen lösen.

Das zu lösende Gleichungssystem besteht aus fünf Erhaltungsgleichungen:

1. Kontinuitätsgleichung
2. Impulsgleichung (x-Richtung)
3. Impulsgleichung (y-Richtung)

4. Impulsgleichung (z-Richtung)

5. Energiegleichung

und zwei Materialgleichungen:

1. kalorische Zustandsgleichung

2. thermische Zustandsgleichung

Dieses Gleichungssystem ist nur für sehr wenige Spezialfälle exakt lösbar. Für den allgemeinen Fall können nur Näherungslösungen mit Hilfe numerischer Verfahren berechnet werden.

Die Gleichungen werden hier in differentieller Erhaltungsform für ein raumfestes Kontrollvolumen aufgeschrieben. Diese Formulierung führt direkt auf die räumliche Diskretisierung mit Hilfe der Finite-Volumen-Methode. Die Kontinuitätsgleichung setzt sich zusammen aus der zeitlichen Änderung der Dichte im Kontrollvolumen und dem Massenfluß über die Ränder hinweg.

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\varrho u_i) = 0 \quad (2-1)$$

Die Impulsgleichung setzt sich zusammen aus der zeitlichen Änderung des Impulses im Volumenelement, dem zu- und abfließenden Impuls und der Summe aller angreifenden Kräfte.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\varrho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\varrho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \varrho g_i + F_i \quad (2-2)$$

Spielein Schwerkraft und sonstige Körperkräfte keine Rolle, fallen die letzten beiden Terme in Gleichung 2-2 weg.

Die Energiegleichung hat, unter Vernachlässigung von Strahlung die Form:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\varrho E) + \frac{\partial}{\partial x_i}(u_i(\varrho E + p)) = -\frac{\partial q_i}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i}(u_i \tau_{ij}) \quad (2-3)$$

Die beiden noch ausstehenden Materialgleichungen lauten für ein ideales Gas:

$$p = \varrho R T \quad (2-4)$$

$$e = c_V T \quad (2-5)$$

Dieses Gleichungssystem beschreibt vollständig den momentanen Zustand einer Strömung. Um es aber zu lösen müssen alle in der Strömung auftretenden Längenskalen im Rechengitter aufgelöst werden. Für ein dreidimensionales Problem mit einer

Reynoldszahl von $Re = 25.000$ (Ventil im Bodenfall) kann man, ausgehend vom Kolmogoroff-Längenmaß die Anzahl der notwendigen Gitterpunkte abschätzen

$$N_g \propto Re^{9/4} \approx 790.000.000 \text{ Punkte} \quad (2-6)$$

Bei einem Speicherplatzbedarf von 453 bytes/Zelle führt dies auf einen notwendigen Arbeitsspeicher von 320 Gigabyte. Rechnungen dieser Art sind also auf mittlere Sicht für technisch relevante Re-Zahlen nicht durchführbar.

Um die Gleichungen einer Berechnung zugänglich zu machen verwendet man einen Ansatz, den O. Reynolds bereits 1895 vorgeschlagen hat. Man spaltet die fluktuierenden, turbulenten Strömungsgrößen in ihren Mittelwert und einen Schwankungsanteil auf:

$$u = \bar{u} + u' \quad (2-7)$$

wobei u eine beliebige Strömungsgröße darstellt. Dieses Vorgehen ist zulässig, da in der Regel die turbulenten Schwankungsbewegungen nicht interessieren.

Führt man diese Mittelung aus, erhält man einen neuen, unbekannten Term, für den keine Gleichung existiert. Das Gleichungssystem ist also nicht mehr geschlossen. Der unbekannte Term, $\overline{u'_i u'_j}$ wird als “Reynolds’scher Spannungstensor” bezeichnet.

Um das Gleichungssystem trotzdem lösen zu können, müssen, aufbauend auf empirischen Überlegungen, zusätzliche Beziehungen entwickelt werden. Hier reichen die Möglichkeiten von einfachen algebraischen Modellierungen der Reynoldsspannungen bis hin zu mehreren zusätzlichen partiellen Differentialgleichungen. Dieses Vorgehen wird allgemein als Turbulenzmodellierung bezeichnet.

2.2 Turbulenzmodellierung

Turbulente Strömungen verlaufen unregelmäßig [41]. Die Strömungsgeschwindigkeit ist zufälligen Schwankungen um einen Mittelwert, sowohl räumlich als auch zeitlich, unterworfen. Diese Schwankungen werden im allgemeinen als Fluktuationen bezeichnet. Der momentane Strömungszustand an einer bestimmten Stelle im Strömungsfeld ist also nicht vorhersagbar. Da die Geschwindigkeitsfluktuationen nicht vorhersagbar sind, ist aber auch ihr Mittelwert rechnerisch nicht zu ermitteln. Der “Reynoldssche Spannungstensor” $\overline{u'_i u'_j}$ muß also empirisch ermittelt werden.

Abgesehen von den Reynoldsspannungsmodellen verwenden alle Turbulenzmodelle den bereits 1877 von BOUSSINESQ [5] vorgeschlagenen und nach ihm benannten Ansatz, der die Reynolds Spannung proportional zur Scherrate der mittleren Strömung

setzt.

$$-\overline{\rho u'v'} = \mu_t \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad (2-8)$$

Diese Annahme stellt eine wesentliche Einschränkung dar, hat sich aber in vielen Anwendungsfällen, insbesondere bei Grenzschichten, als praktikabel erwiesen. Der Vorteil dieses Ansatzes liegt darin, daß jetzt nicht mehr alle Komponenten des Spannungstensors bestimmt werden müssen, sondern “nur” noch die turbulente Viskosität ν_t . Aus Dimensionsgründen ist die dichtebezogene, turbulente Viskosität:

$$\nu_t = \frac{l_0^2}{t_0} \quad (2-9)$$

l_0 und t_0 sind ein turbulentes Längen- bzw. Zeitmaß.

2.2.1 Algebraische Turbulenzmodelle

Der erste erfolgreiche Ansatz zur Bestimmung der turbulenten Viskosität auf dieser Grundlage ist der Mischungswegansatz von Prandtl [41]

$$\nu_t = l^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right| \quad (2-10)$$

Die Mischungsweglänge l ist empirisch zu ermitteln und stellt nach Prandtl den Weg dar, den ein “Flüssigkeitsballen” senkrecht zur Strömungsrichtung zurücklegt, bevor er durch Vermischung seine Individualität verliert [41].

Ein wesentlicher Nachteil dieser algebraischen Turbulenzmodelle liegt in ihrer lokalen Aussage. Turbulenzballen, die durch die Strömung mitgeschleppt werden und dabei sehr viel größere Wege zurücklegen können als quer zur Strömungsrichtung, werden nicht erfaßt. Für diese Art Strömungen ist es notwendig Transportgleichungen aufzustellen, die die konvektiven und diffusiven Einflüsse berücksichtigen. Allerdings steigt damit auch der numerische Aufwand, da in der Regel mehrere zusätzliche partielle Differentialgleichungen gelöst werden müssen.

2.2.2 Zweigleichungsmodelle

Im Fall der Zweigleichungsmodelle, die in der vorliegenden Arbeit zum Einsatz kommen, sind die charakteristische Länge l_0 und die charakteristische Zeit t_0 mit der

turbulenten kinetischen Energie k und der turbulenten Dissipation ε aus Dimensionsgründen auf folgende Weise miteinander verknüpft:

$$l_0 \sim \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \quad (2-11)$$

$$t_0 \sim \frac{k}{\varepsilon} \quad (2-12)$$

Für k und ε werden zwei zusätzliche Differentialgleichungen gelöst.

Für die Ableitung dieser beiden Transportgleichungen wird die Reynoldsgleichung (Impulsgleichung der gemittelten Zustandsgrößen) von den Navier-Stokes-Gleichungen subtrahiert. Damit erhält man drei Transportgleichungen für die Schwankungsbewegungen. Durch Bildung des Moments zweiter Ordnung gelangt man zu einer Transportgleichung für die Reynolds'schen Spannungen. Aus dieser Gleichung lassen sich die beiden gesuchten Transportgleichungen ableiten. Auf die Herleitung wird hier verzichtet. Sie findet sich in [44]. Lediglich das Ergebnis soll dargestellt werden.

Die Gleichung für die turbulente, kinetische Energie k lautet:

$$\frac{\partial \varrho k}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial \varrho k}{\partial x_j} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right]}_{\text{Diffusion}} - \underbrace{\overline{\varrho u_i' u_j'} \frac{\partial \overline{u_i'}}{\partial x_j}}_{\text{Produktion}} - \underbrace{\varrho \varepsilon}_{\text{Dissipation}} \quad (2-13)$$

und für die turbulente Dissipation ε :

$$\frac{\partial \varrho \varepsilon}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial \varrho \varepsilon}{\partial x_j} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right]}_{\text{Diffusion}} - \underbrace{\frac{\varrho \varepsilon C_{\varepsilon 1}}{k} \overline{u_i' u_j'} \frac{\partial \overline{u_i'}}{\partial x_j}}_{\text{Produktion}} - \underbrace{\frac{\varrho \varepsilon^2 C_{\varepsilon 2}}{k}}_{\text{Dissipation}} \quad (2-14)$$

Für die turbulente Viskosität gilt:

$$\mu_t = \varrho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2-15)$$

Die Konstanten, die in den Gleichungen auftreten müssen experimentell bestimmt werden. Sie dienen dazu, das Turbulenzmodell zu kalibrieren. Die allgemein akzeptierten Werte wurden anhand von homogenen Scherströmungen von Luft und Wasser bestimmt.

$$C_{\varepsilon 1} = 1.44, \quad C_{\varepsilon 2} = 1.92, \quad C_\mu = 0.09, \quad \sigma_k = 1.0, \quad \sigma_\varepsilon = 1.3$$

Da die Ergebnisse einer Simulationsrechnung über diese Konstanten in einem weiten Bereich *anpaßbar* sind, sollten ihre Zahlenwerte nicht geändert werden. Eine Modifikation der Werte stellt eine Adaption des Modells an eine bereits bekannte Strömung dar. In der Regel soll eine Simulation aber Erkenntnisse über eine noch nicht bekannte Strömung liefern.

Eine Variante des Standard k - ε -Modells stellt das RNG- k - ε -Modell dar. Die Gleichungen ähneln sehr stark denen des Standard k - ε -Modells. Die wesentlichen Unterschiede bestehen darin, daß die Konstanten $C_{\varepsilon 1}$ und $C_{\varepsilon 2}$ analytisch berechnet werden können. Außerdem enthält die ε -Gleichung einen zusätzlichen Quellterm, der die Turbulenz mit der mittleren Scherrate koppelt. Damit wird die Qualität der Simulation insbesondere in wandnahen Bereichen deutlich verbessert. In Bereichen mit leichter bis mittlerer Scherrate entspricht das RNG- k - ε -Modell dem Standard k - ε -Modell. Eine ausführliche Beschreibung der Theorie und Eigenschaften findet sich in [36].

2.2.3 Reynolds-Spannungs-Modell

Die Reynolds-Spannungs-Modelle basieren auf einer Transportgleichung für den Reynolds'schen Spannungstensor $\overline{u'_i u'_j}$. In dieser Transportgleichung treten als neue Unbekannte eine Dreifachkorrelation und eine Korrelation zwischen den Druck- und Schergeschwindigkeitsschwankungen auf (Druck-Scher-Korrelation). Die Terme der Druck-Scher-Korrelation Π_{ij} werden in zwei Anteile aufgeteilt. Den *Returnterm* Π_{ij}^{Re} und den *Rapidterm* Π_{ij}^{Ra} . Der Returnterm steuert die Rückkehr zu isotroper Turbulenz, während der Rapidterm die Wechselwirkungen zwischen den mittleren Strömungsgrößen und der Turbulenz beschreibt. Bei linearen Modellen, wie dem Launder-Reece-Rodi Modell [23], das in der vorliegenden Arbeit verwendet wurde, werden die nichtlinearen Anteile im Returnterm vernachlässigt.

Der numerische Aufwand steigt mit dem Einsatz von Reynolds-Spannungs-Modellen erheblich an. Für jede Komponente des Reynolds'schen Spannungstensors ist eine eigene Transportgleichung zu lösen. Zwar ist dieser Tensor symmetrisch, aber es bleiben immer noch sechs zusätzliche Differentialgleichungen. Aufgrund der notwendigen feinen Gitterauflösung bei komplexen umströmten Geometrien ist oft abzuwägen, ob der Einsatz dieser Modelle einen deutlichen Vorteil gegenüber einem k - ε -Modell liefert. Eine signifikante Steigerung der Simulationsqualität kann allerdings nur durch den Einsatz nichtlinearer Reynolds-Spannungs-Modelle erzielt werden.

2.2.4 Wandnahe Strömungen - Wandfunktionen

Allen Turbulenzmodellen ist eine Schwäche der Wiedergabe wandnaher Strömungen gemeinsam. Die Schwierigkeit der Simulation wandgebundener Strömungen liegt in den besonderen Eigenschaften von Wandgrenzschichten begründet.

An einer Wand im Strömungsfeld haftet das Fluid. In einiger Entfernung von der Wand stellt sich eine mittlere Geschwindigkeit ein. Im Bereich dazwischen ändert sich die Strömungsgeschwindigkeit sehr stark. Aufgrund dieses starken Geschwindigkeitsgradienten wird in diesen Gebieten die Produktion turbulenter, kinetischer Energie erheblich gesteigert. Nähert man sich der Wand, kehrt sich der beschriebene Prozeß um und die Turbulenz wird durch die Anwesenheit der Wand gedämpft.

Da Wände in den meisten Strömungen die Hauptquelle für Turbulenz sind und die Strömungsgrößen in diesen Bereichen stark schwanken, beeinflusst die Modellierung wandnaher Gebiete ganz erheblich die Qualität einer numerischen Simulation.

Eine Wandgrenzschicht läßt sich in drei Bereiche unterteilen (siehe Abb. 2.1):

1. Viskose Unterschicht
2. Übergangsbereich
3. logarithmischer Bereich

In Grenzschichten wird der Wandabstand in der Regel als dimensionslose Größe y^+ angegeben und die Geschwindigkeit als u^+ . Nach dem universellen Wandgesetz von Prandtl ist u^+ nur noch eine Funktion von y^+ .

$$u^+ = f(y^+) \quad (2-16)$$

Die beiden Größen sind folgendermaßen definiert:

$$y^+ = \frac{yu_\tau}{\nu} \quad (2-17)$$

$$u^+ = \frac{\bar{u}}{u_\tau} \quad (2-18)$$

mit der Schubspannungsgeschwindigkeit u_τ

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_w}} \quad (2-19)$$

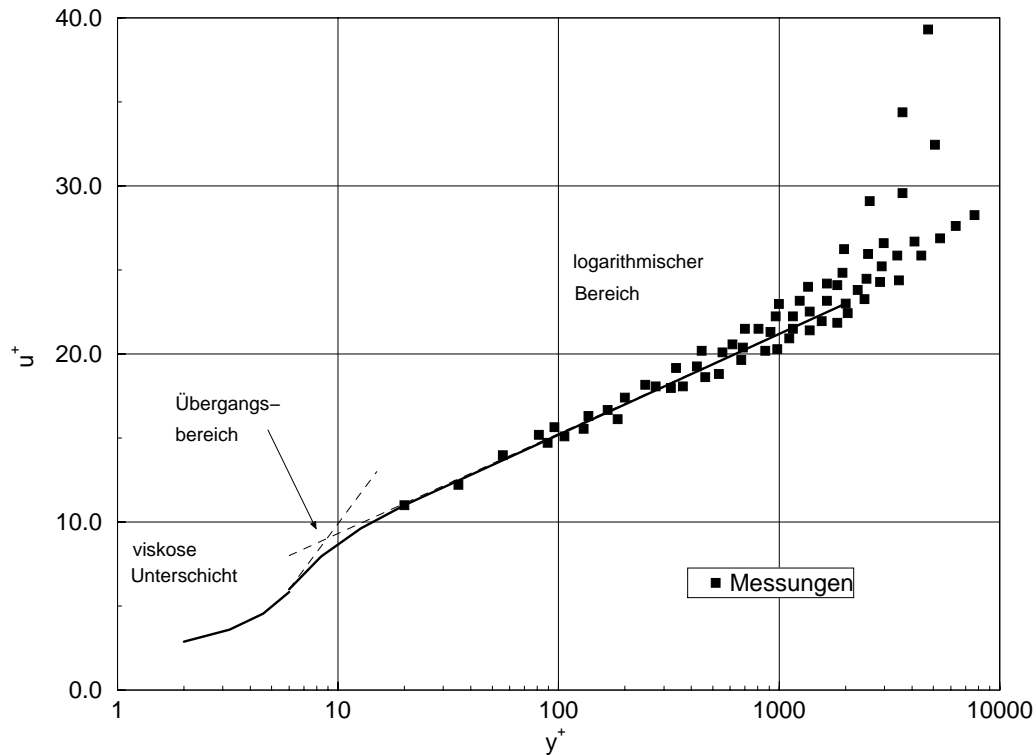


Abb. 2.1: Typische Bereiche einer Grenzschicht

Mit Hilfe des dimensionslosen Wandabstands y^+ können die drei erwähnten Bereiche einer Grenzschicht zahlenmäßig definiert werden.

In der viskosen Unterschicht, die sich bis $y^+ \approx 5$ erstreckt, steigt die Geschwindigkeit u^+ linear mit dem dimensionslosen Wandabstand an. Die viskosen Spannungen überwiegen den turbulenten Impulsaustausch der weiter entfernten Schichten. Je weiter man sich von der Wand entfernt, desto stärker wird der Einfluß der Reynolds'schen Spannungen. Bei $y^+ \approx 30$ beginnt der Bereich des bekannten *logarithmischen Wandgesetzes*.

Bei der Simulation wandgebundener Strömungen gibt es zwei unterschiedliche Vorgehensweisen. Zum einen kann man die Wandgrenzschicht bis zur viskosen Unterschicht auflösen, zum anderen kann man den ersten Gitterpunkt in den Bereich des logarithmischen Wandgesetzes legen und den Bereich bis zur Wand durch Wandfunktionen modellieren.

Der Vorteil des ersten Verfahrens liegt in der Erfassung aller Vorgänge innerhalb der Grenzschicht. Spielen diese eine wesentliche Rolle in der Ausbildung der Strömung muß die Grenzschicht bis zur Wand diskretisiert werden. Der Nachteil dieses Verfahrens liegt in seinem enormen numerischen Aufwand.

Bei Strömungen mit hohen Reynoldszahlen können die detaillierten Vorgänge innerhalb der Grenzschicht vernachlässigt werden. Sie haben nur einen geringen Einfluß auf die Hauptströmung. In solchen Fällen bietet sich die Verwendung des zweiten Verfahrens an. Durch die Modellierung der wandnahen Bereiche mit semi-empirischen Beziehungen läßt sich der Simulationsaufwand erheblich reduzieren.

Hier sollen nur die Eigenschaften und Grenzen der eingesetzten Wandfunktionen erläutert werden. Für eine detaillierte Darstellung sei auf [25] und [13] verwiesen.

Verwendet wurden *Standard-Wandfunktionen* und *Ungleichgewichts-Wandfunktionen*. In beiden Fällen wird der Bereich zwischen erstem Gitterpunkt und benachbarter Wand entsprechend dem logarithmischen Wandgesetz modelliert. Sie unterscheiden sich allerdings bei den Annahmen zur Bestimmung der Randbedingungen.

Der Ansatz der Standard-Wandfunktionen geht von einem lokalen Gleichgewicht zwischen Produktion und Dissipation turbulenter kinetischer Energie im ersten, der Wand benachbarten Kontrollvolumen aus. Die ε -Gleichung des k - ε -Modells wird an dieser Stelle nicht gelöst. Stattdessen wird die Dissipationsrate aus dem Quellterm der k -Gleichung bestimmt. Für die turbulente kinetische Energie wird angenommen, daß der Gradient normal zur Wand Null ist. Entfernt sich die tatsächliche Strömung zu weit von der Annahme lokalen Gleichgewichts bzw. konstanter Schubspannungen, wenn z. B. starke Druckgradienten auftreten, liefert dieses Modell falsche Aussagen.

Die Ungleichgewichts-Wandfunktionen berücksichtigen diese Einflüsse etwas besser. Der Druckgradient in Strömungsrichtung wird hier mit in die Formulierung des logarithmischen Wandgesetzes aufgenommen. Außerdem wird das erste Kontrollvolumen in eine viskose Unterschicht und einen voll turbulenten Bereich unterteilt. Bei der Bestimmung der turbulenten Dissipation fließt der Beitrag der turbulenten kinetischen Energie in Abhängigkeit vom Anteil der viskosen Unterschicht am ersten Kontrollvolumen ein. Damit werden, zumindest teilweise, Ungleichgewichts-Effekte in der Grenzschicht berücksichtigt und sind für Strömungen mit Ablösungen und Wiederanlegestellen besser geeignet als Standard-Wandfunktionen.

3 Berechnung von Strömungen mit Ablösung

Wie bereits in Abschnitt 1.2 beschrieben stellt die zuverlässige Berechnung abgelöster Strömungen in der praktischen Anwendung immer noch ein schwieriges Problem dar. Da die direkte numerische Simulation (DNS) aufgrund der notwendigen, sehr feinen Vernetzung für technisch relevante Re-Zahlen und komplexe Geometrien bisher noch ungeeignet ist, ist der Simulationsingenieur gezwungen, weiterhin mit Turbulenzmodellen zu arbeiten. Die bisher verfügbaren Modelle bauen allerdings auf Voraussetzungen auf, die im Bereich von Ablösungen nicht mehr gelten (siehe Abschnitt 2.2). Trotzdem ist es möglich auch mit diesen Modellen brauchbare Ergebnisse zu erhalten.

Um den Fehler, den man durch die Verwendung dieser Modelle bei der Berechnung von Strömungen mit Ablösungen macht, beurteilen zu können, ist es notwendig, ihre Leistungsfähigkeit an standardisierten Spezialfällen zu überprüfen. Einer dieser Spezialfälle ist die Strömung über eine rückspringende Stufe (Bild: 3.1).

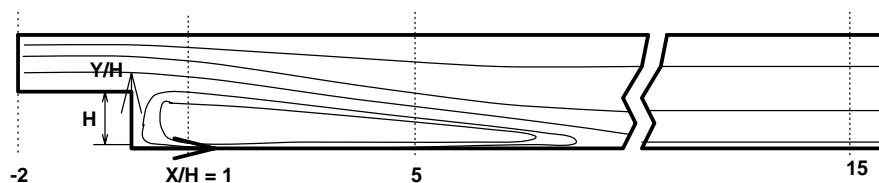


Abb. 3.1: Strömung über eine rückspringende Stufe

Die “backward-facing-step” gehört zu den am intensivsten untersuchten Strömungen mit Ablösung. Aufgrund des sehr umfangreich verfügbaren und zuverlässigen Datenmaterials hat sich diese Strömungsform zu einem Benchmark-Versuch für die Turbulenzmodellierung entwickelt.

Im Folgenden sollen die drei zur Verfügung stehenden Turbulenzmodelle

1. $k-\varepsilon$
2. RNG- $k-\varepsilon$
3. Reynolds-Spannungs-Modell (Launder, Reece, Rodi)

am Beispiel der *backward-facing-step* miteinander verglichen werden.

Die Simulationsrechnungen zur *backward-facing-step* wurden alle mit dem kommerziellen Finite-Volumen Verfahren FLUENT 4.4 aus dem Programmpaket FLUENT durchgeführt. Dieses Programm arbeitet mit strukturierten Gittern und ist daher gut für die rechtwinklige Geometrie der Benchmark Struktur geeignet.

Für alle Simulationen wurde die Gitterunabhängigkeit der numerischen Lösung überprüft. Im Fall der *backward-facing-step* wurde das Gitter sukzessive verfeinert, bis eine Änderung der Geschwindigkeitsprofile an den Stellen $X/H = [-2; 1; 5; 15]$ (siehe Bild: 3.1) nicht mehr zu beobachten war. Bei der Simulationen der Ventile wurde als Kriterium der Massenstrom und das Drehmoment verwendet.

3.1 Backward-facing-step

Die rückspringende Stufe wurde von MAKIOLA ([29] und [31]) sehr ausführlich mit Hilfe eines Laser-Doppler-Anemometers vermessen. MAKIOLA hat diese Strömung bei unterschiedlichen Reynoldszahlen, Stufenhöhen und Stufenwinkeln untersucht. Dabei wurden die Geschwindigkeitsprofile am Eintritt und an zwölf stromab liegenden Schnitten gemessen. Um eine voll entwickelte Kanalströmung an der Stufe zu erreichen, beträgt die Einlauflänge das hundertfache der Stufenhöhe. Die Zweidimensionalität der Strömung wird durch eine Kanalbreite, die der vierzigfachen Stufenhöhe entspricht, gewährleistet. In der ERCOFTAC Datenbank sind die Randbedingungen, die Geschwindigkeitsprofile, der Turbulenzgrad und die Wideranlegelänge für die unterschiedlichen Parameterkombinationen verfügbar. Für den Vergleich der drei unterschiedlichen Modelle wurde die folgende Konfiguration ausgewählt:

- $Re = 64\,000$
- $U_0 = 42,34\text{ m/s}$
- $H = 25\text{ mm}$
- senkrechte Stufe
- Expansionsverhältnis 2
- Wideranlegelänge in Anzahl Stufenhöhen $\frac{X}{H} = 8,6$

Der erste Querschnitt in dem das Geschwindigkeitsprofil gemessen wurde liegt zwei Stufenhöhen stromauf der Kanalerweiterung. Hier zeigt das Profil eine voll entwickelte Kanalströmung.

An der Abrißkante bildet sich eine freie Scherschicht aus, die von der Strömung stromab getragen wird. Bedingt durch die Viskosität des strömenden Mediums bildet sich unterhalb dieser Scherschicht ein Wirbel aus, der durch die Zuströmung im Kanal angetrieben wird. Während an der freien Scherschicht die Strömungsrichtung im Wirbel parallel zur Hauptströmungsrichtung ist, entsteht an der Wand eine Rückströmung in entgegengesetzter Richtung. Bedingt durch die Zirkulation nähert sich die Scherschicht im Verlauf stromab der Wand, so daß die Ausdehnung des sogenannten Totwassergebietes räumlich begrenzt ist. Der Punkt, an dem die Scherschicht die Wand erreicht und keine Rückströmung mehr auftritt wird als Wiederanlegelänge bezeichnet. Die Genauigkeit der Bestimmung dieses Punktes wird in der Regel als Kriterium für die Qualität eines numerischen Verfahrens verwendet.

3.1.1 Numerische Berechnung

Wie in (Kapitel 2.2.4) bereits erwähnt, kann bei der Berechnung wandgebundener Strömungen die Qualität der Lösung durch die gesonderte Behandlung des wandnahen Bereichs verbessert werden. Bei der Auswahl der geeigneten Methode steht man vor der Entscheidung zwischen Wandfunktionen und einer Diskretisierung der Grenzschicht bis zur viskosen Unterschicht. Testrechnungen am Beispiel der rückspringenden Stufe zeigten keine erkennbaren Unterschiede zwischen den Ergebnissen mit Ungleichgewichts-Wandfunktionen und denen mit einer fein aufgelösten Wandgrenzschicht. Bewertet wurden die Geschwindigkeitsprofile außerhalb der Grenzschicht und die Wiederanlegelänge. Offensichtlich ist die Modellierung der wandnahen Schichten durch die Ungleichgewichts-Wandfunktion in diesem Fall ausreichend. Aus Rechenzeit- und Speicherplatzgründen wurde daher auf die weitere Verwendung des Zwei-Zonen

Modells verzichtet und die wandnahen Bereich mit Wandfunktionen modelliert.

Im folgenden Abschnitt wird am RNG k - ε Modell untersucht, wie groß die Unterschiede zwischen der Verwendung von Gleichgewichts-Wandfunktionen und Ungleichgewichts-Wandfunktionen sind. Anschließend wird überprüft, welches der drei zur Verfügung stehenden Turbulenzmodelle für die gegebene Strömung die besten Ergebnisse liefert. Darüberhinaus wird auch der Einfluß des Diskretisierungsschemas untersucht. Zur Verfügung stehen ein 1st-order upwind scheme und ein 2nd-order upwind scheme. Upwind scheme's bieten den Vorteil, die Richtung des physikalischen Informationsfluß besser zu berücksichtigen als die herkömmlichen zentralen Differenzen. Insbesondere bei Strömungen mit Diskontinuitäten wie Abrißkanten oder Stößen werden Oszillationen der Lösung in der Umgebung dieser Stellen vermieden. Die momentane Strömungsrichtung wird mit Hilfe einer Flußbilanz über die aktuellen Zellgrenzen bestimmt. Das 1st-order upwind scheme hat allerdings einen stark diffusiven Charakter. Unstetigkeiten werden daher nicht als solche wiedergegeben, sondern über eine gewisse Strecke "verschmiert". 2nd-order upwind schemes reduzieren diese Diffusivität wieder etwas, neigen allerdings zu Oszillationen, die ja gerade vermieden werden sollten. Diese Beobachtungen legen den Verdacht nahe, daß die Unterdrückung von Oszillationen im wesentlichen auf eine numerisch bedingte Diffusion zurückzuführen ist. Neuere Methoden wie das TVD-scheme (total-variation-diminishing) [17] zeigen für Strömungen mit Diskontinuitäten hervorragende Ergebnisse, sind aber in kommerzieller Software noch nicht verfügbar und damit für den Entwicklungsingenieur noch nicht nutzbar.

Als Randbedingung wurde bei allen Rechnungen das gemessene Geschwindigkeitsprofil an der Stelle $x = -2 \cdot H$, zwei Stufenhöhen vor der Kanalerweiterung, vorgegeben. Der gemessene Turbulenzgrad, gemittelt über den Strömungsquerschnitt, beträgt an dieser Stelle $Tu = 6\%$. Am Austrittsquerschnitt wird *voll entwickelte Strömung* angenommen. Das Rechengebiet reicht bis $x_{max} = 100 \cdot H$. Die Modellkonstanten wurden auf ihren voreingestellten Werten belassen, um die Vorhersagequalität der unterschiedlichen Modelle beurteilen zu können.

Da Reynoldsspannungs-Modelle eine feinere Diskretisierung erfordern, wurde daß Rechengitter für jedes Turbulenzmodell soweit verfeinert, daß eine gitterunabhängige Lösung gewährleistet ist.

3.1.2 Vergleich mit experimentellen Ergebnissen

Für den Vergleich zwischen dem 1st- und 2nd-order-upwind-scheme wurde das RNG- k - ε -Modell mit Standard-Wandfunktionen verwendet. Wie bereits in Kapitel 2.2.2 beschrieben ist dieses Modell für Strömungen mit abgelösten Gebieten besser geeignet als das Standard- k - ε -Modell. Ein Vergleich der beiden Modelle folgt weiter unten.

In Abb. 3.2 sind die Geschwindigkeitsprofile an vier Schnitten dargestellt. Der erste Schnitt liegt zwei Stufenhöhen vor dem Absatz und wird mit $X/H = -2$ gekennzeichnet. Der zweite, dritte und vierte Schnitt liegen jeweils eine, fünf und fünfzehn Stufenhöhen hinter dem Absatz (siehe Bild: 3.1). Das Geschwindigkeitsprofil des ersten Schnittes ist daran zu erkennen, daß es von $Y/H = 1$ bis $Y/H = 2$ reicht. An der Position des vierten Schnitts hat sich die Kanalströmung nahezu über den gesamten Querschnitt ausgeglichen. Schnitt zwei und drei liegen, wie an den negativen Geschwindigkeitsanteilen erkennbar, innerhalb des Rückströmgebiets (siehe Bilder 3.2 - 3.6).

Es ist deutlich zu erkennen, daß das 2nd-order-upwind-scheme der Diskretisierung mit niedrigerer Ordnung überlegen ist. Insbesondere im Bereich der Ablösung wird der qualitative Verlauf besser getroffen. Hier macht sich der typische, stark diffusive Charakter einer 1st-order-upwind Diskretisierung bemerkbar. Die numerische Diffusion führt zu einem "Verschmieren" der Strömungseigenschaften über einen größeren Bereich. Die Geschwindigkeitsprofile werden flacher.

Die Abweichungen zu den gemessenen Geschwindigkeitsprofilen sind in beiden Fällen allerdings relativ groß. Dagegen trifft die berechnete Wideranlegelänge bei Verwendung des 2nd-order-upwind-scheme mit $X/H = 7,8$ den experimentellen Wert von $X/H = 8,6$ relativ gut. Im Falle des 1st-order-upwind-scheme ist die Abweichung mit $X/H = 6,2$ etwas größer. Für alle weiteren Simulationsrechnungen wird das 2nd-order-upwind-scheme verwendet.

Auch die beiden unterschiedlichen Verfahren zur Berechnung der wandnahen Bereiche, Standard-Wandfunktion und Ungleichgewichts-Wandfunktion, sollen am RNG- k - ε -Modell untersucht werden. Die Rechengitter sind für beide Wandfunktionen gleich. Die erste Zelle an der Wand reicht bis zu einem Wert von $y^+ \approx 40$. Damit liegt die erste Zelle im logarithmischen Bereich der Wandgrenzschicht.

In den Abbildungen 3.3 und 3.4 sind im wandnahen Bereich der Ablösung Unterschiede zwischen den Geschwindigkeitsprofilen der beiden Modellierungen zu erkennen.

Bedingt durch die größere Ausdehnung des Totwassergebietes im Falle der Ungleichge-

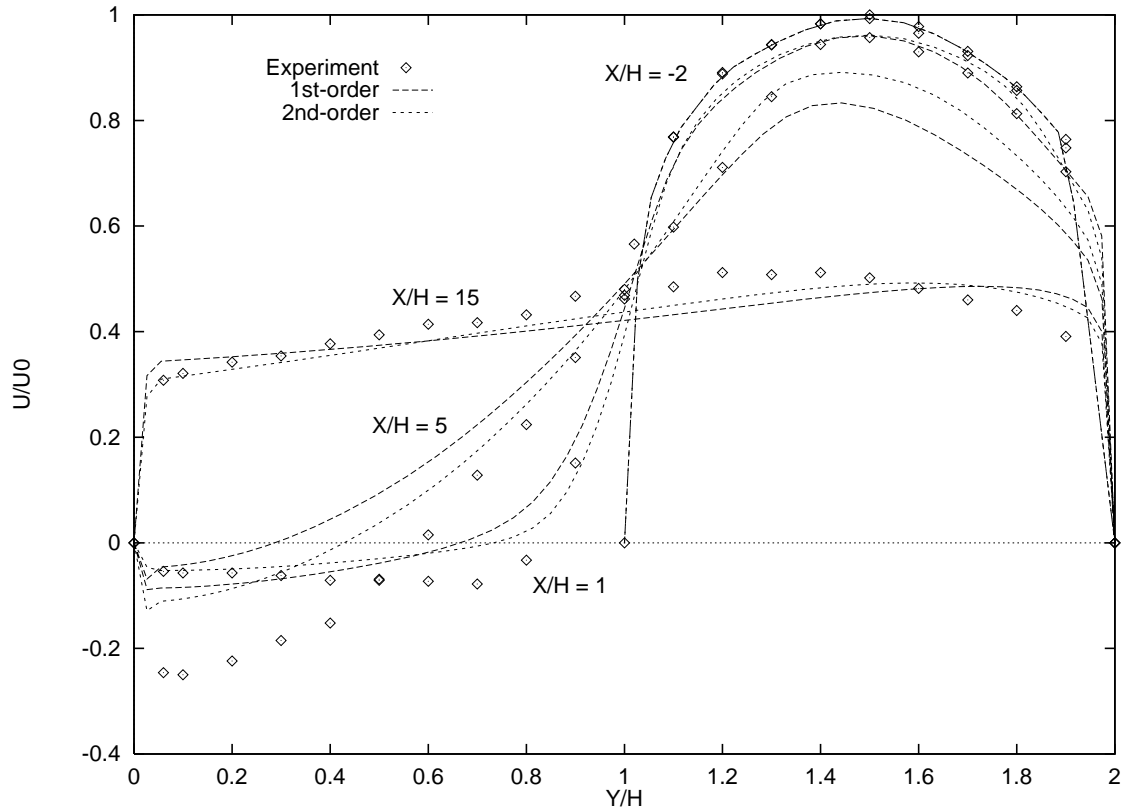


Abb. 3.2: Rückspringende Stufe - Vergleich 1storder/2ndorder-upwind-scheme

wichts-Wandfunktionen ist auch die Übereinstimmung der berechneten Geschwindigkeitsprofile mit den Meßwerten deutlich besser. Die Außenströmung und der Wandbereich auf der gegenüberliegenden Seite werden von den Wandfunktionen kaum beeinflusst. Da die Ungleichgewichts-Wandfunktionen den Druckgradienten in Strömungsrichtung berücksichtigen und kein Gleichgewicht zwischen Produktion und Dissipation der turbulenten kinetischen Energie fordern, kommt diese Formulierung den physikalischen Bedingungen etwas näher. Allerdings bleibt festzuhalten, daß das reale Verhalten von wandgebundenen Strömungen in Ablösegebieten sehr viel komplexer ist, als diese relativ groben Modellierungen. Aus diesem Grund werden die experimentell ermittelten Geschwindigkeitsprofile von der Simulation auch nicht ganz erreicht. Die nahezu exakte Bestimmung des Wideranlegepunktes bei Verwendung der Ungleichgewichtswandfunktion ist sicherlich Zufall. Eine deutliche Verbesserung der Qualität der Lösung gegenüber der Standard-Wandfunktion ist aber nicht zu bestreiten. Deshalb sollen für alle weiteren Rechnungen die Ungleichgewichts-Wandfunktionen eingesetzt werden.

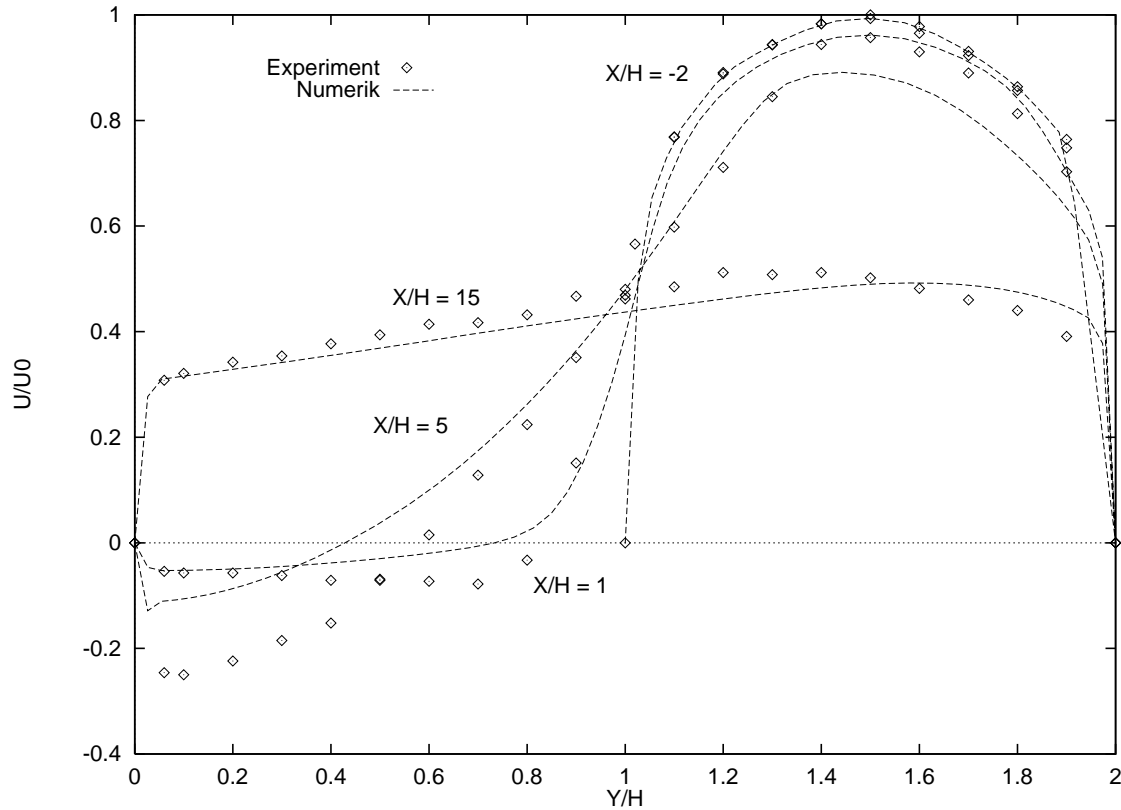


Abb. 3.3: RNG k - ε -Modell mit Standardwandfunktionen ($\frac{X}{H} = 7, 8$)

Das RNG- k - ε -Modell gibt die Strömung über die rückspringende Stufe relativ gut wieder. Zum Vergleich wurden Rechnungen mit dem Standard- k - ε -Modell und Ungleichgewichts-Wandfunktionen durchgeführt (siehe Abb. 3.5). Da das Standard- k - ε -Modell bekanntermaßen eine zu hohe turbulente Viskosität berechnet, werden die Geschwindigkeitsprofile zu flach berechnet, wodurch auch die Wiederanlegelänge deutlich zu kurz bestimmt wird. In der Simulation wird der Wiederanlegepunkt bei $\frac{X}{H} = 6,1$ erreicht. Der experimentelle Wert liegt bei $\frac{X}{H} = 8,6$. Eine Abweichung von ca. 30% kann nicht mehr als akzeptabel bezeichnet werden.

Ein weiterer Vergleich wurde mit dem linearen Reynolds-Spannungs-Modell von Launder, Reece und Rodi [23] durchgeführt (siehe Abb. 3.6). Die Geschwindigkeitsprofile werden auch hier im Bereich der Ablöseblase viel zu flach berechnet, was zu einer zu kurzen Bestimmung der Wiederanlegelänge führt. Reynolds-Spannungs-Modelle sind in der Regel grundsätzlich besser als Zweigleichungs-Modelle geeignet, komplexe Strömungen, die Drall oder starke Stromlinienkrümmungen enthalten, zu simulieren. Der Schwachpunkt dieser Modelle liegt in der Simulation wandgebundener Strömun-

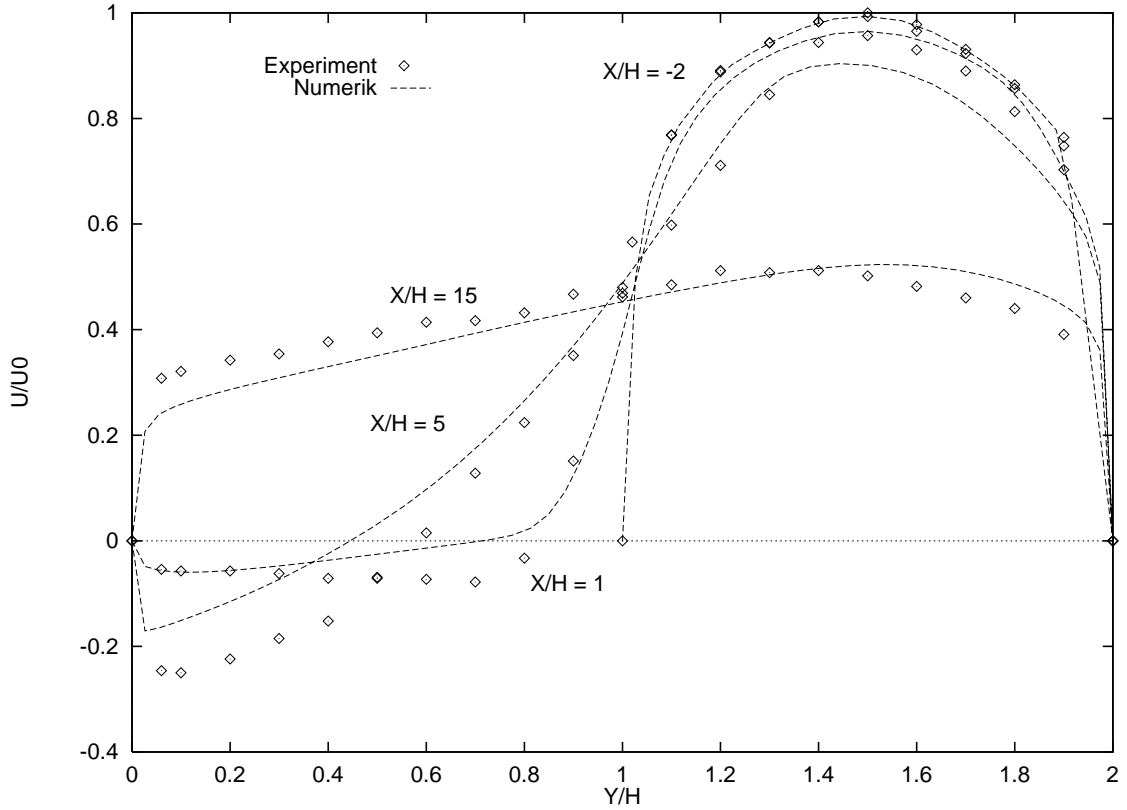


Abb. 3.4: RNG k - ε -Modell mit Ungleichgewichtswandfunktionen ($\frac{X}{H} = 8, 64$)

gen. Die meisten Modelle brauchen zusätzliche, empirisch an eine bestimmte Geometrie angepaßte “wall reflection” Terme, die für eine ausreichende Dämpfung der turbulenten kinetischen Energie in Wandnähe sorgen sollen. Ohne diese Anpassung ist die Berechnung der Komponenten des Reynolds’schen Spannungstensors mit einem Fehler von 30 - 40% behaftet [44]. Bei der Strömung über eine rückspringende Stufe, die stark von Wandeinflüssen dominiert wird, können diese Modelle ihre Stärken daher nicht ausspielen und sind insbesondere dem RNG- k - ε -Modell mit geeigneten Wandfunktionen deutlich unterlegen.

Für die rückspringende Stufe wurden hinsichtlich Wiederanlegelänge und Geschwindigkeitsprofil mit dem RNG k - ε Modell in Kombination mit Ungleichgewichtswandfunktionen die besten Ergebnisse erzielt. Da die zu untersuchende Strömung um eine Drosselklappe einige Ähnlichkeit mit der Strömung über die rückspringende Stufe hat, soll im Rahmen der vorliegenden Arbeit das RNG- k - ε -Modell mit Ungleichgewichtswandfunktionen eingesetzt werden.

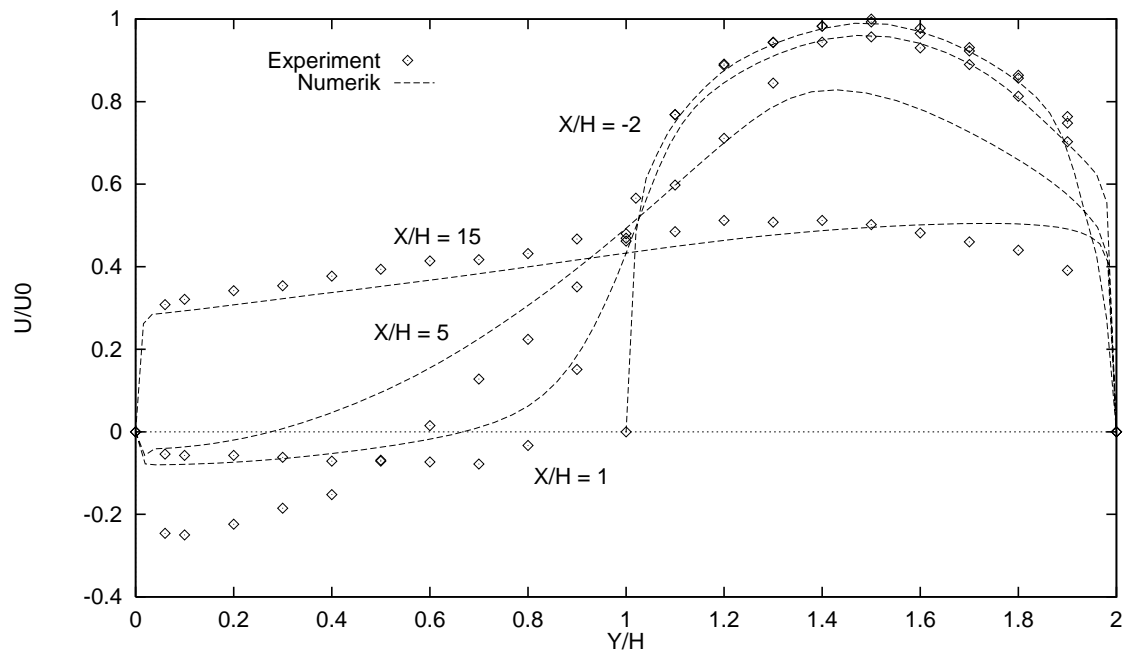


Abb. 3.5: k - ϵ -Modell mit Ungleichgewichtswandfunktionen ($\frac{X}{H} = 6, 1$)

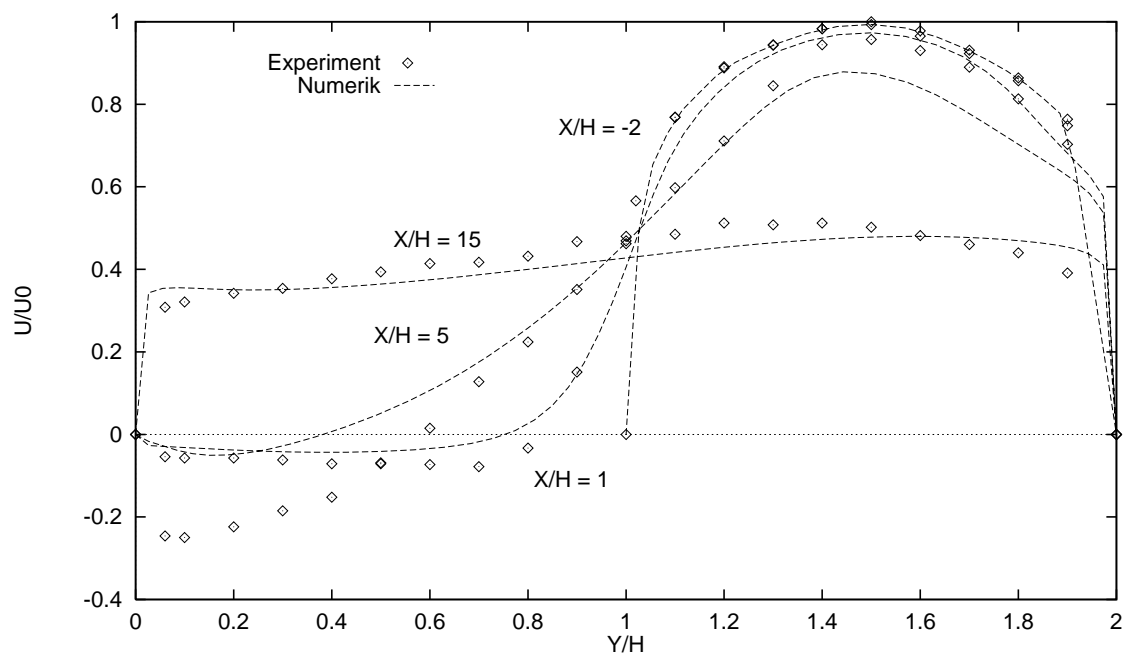


Abb. 3.6: Lineares Reynolds-Spannungsmodell-Modell ($\frac{X}{H} = 5, 8$)

3.2 Numerische Simulation des Referenzventils

Um eine zuverlässige Basis zu schaffen, wurde zunächst ein bereits existierendes und gut vermessenes Ventil untersucht, das im Folgenden als Referenzventil bezeichnet wird (siehe Abb. 3.7). Dieses Referenzventil wurde im Maßstab 1:2 nachgebaut und

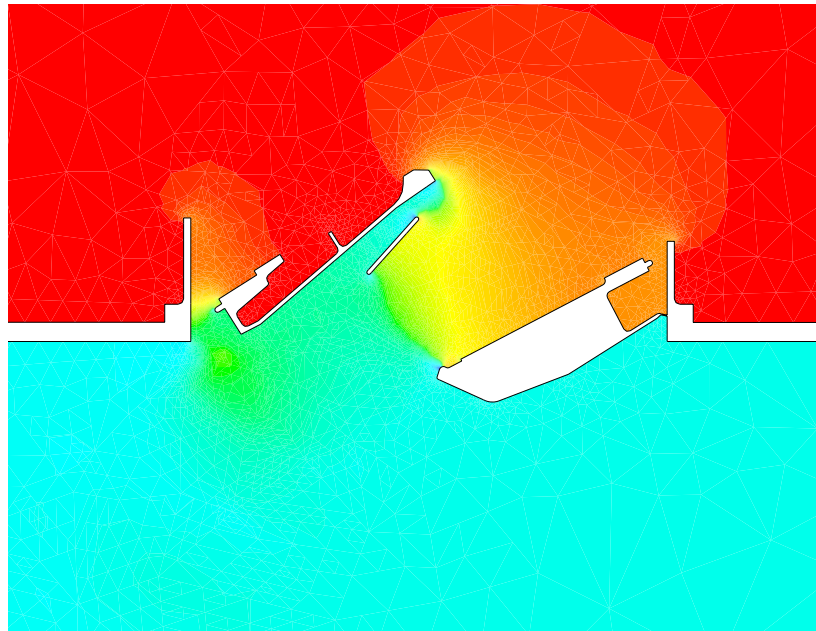


Abb. 3.7: Referenzventil $\alpha_s = 50^\circ$ (2D-Modell)

in einer neu aufgebauten Versuchsanlage an der TUD vermessen (siehe Kapitel 4). Die bereits vorliegenden und eigene Versuchsdaten wurden zur Bewertung der Simulationsqualität herangezogen (siehe Kapitel 4.4).

Da die Arbeiten an dem Referenzventil in Zusammenarbeit mit einer Firma entstanden, dürfen aus Gründen der Geheimhaltung zu den abgebildeten Simulationsergebnissen keine Legenden abgebildet werden. Lediglich die Ergebnisse für Massenstrom und Drehmoment dürfen als normierte Größen angegeben werden. Die abgebildeten Geschwindigkeits-, Druck- und Machzahlfelder dienen hier nur einer qualitativen Veranschaulichung der Strömung durch das Ventil.

Die sehr breit gefächerten Einsatzbedingungen dieser Ventile erfordern unterschiedliche Verfahren bei der Simulation. Steht das Flugzeug am Boden, ist der Druckunterschied zwischen Kabine und Umgebung relativ gering. Er beträgt $\Delta p \approx 200 Pa$.

Damit ergibt sich ein Druckverhältnis

$$\Pi = \frac{p_a}{p_c} \approx 1 \quad (3-1)$$

p_a steht hier für den Umgebungsdruck (ambient pressure) und p_c für den Druck in der Kabine (cabin pressure). Bei solchen geringen Druckverhältnissen kann die Strömung in guter Näherung als inkompressibel angenommen werden.

Auf Reise Flughöhe bei ca. 41.000 ft $\hat{=}$ FL 410 (Flight level) sinkt der Außendruck auf ≈ 17.800 Pa ab. In der Kabinen wird ein Druck von ≈ 78.200 Pa eingestellt, der einer Höhe von ca. 7.000 ft (≈ 2000 m) entspricht. Damit stellt sich ein Druckverhältnis von $\Pi \approx 0.2$ ein. Das kritische Druckverhältnis, bei dem am engsten Querschnitt gerade $M = 1$, also Schallgeschwindigkeit, erreicht wird liegt bei $\Pi = 0,528$. Dieser Wert wird deutlich unterschritten. Es bilden sich im Strömungsfeld Überschallgebiete aus und die Simulation muß die kompressiblen Eigenschaften der Strömung mit berücksichtigen.

Zwischen diesen beiden Eckpunkten bewegt sich der Einsatzbereich der untersuchten Klappen. Die inkompressiblen Simulationen wurden mit dem Programm FLUENT/UNS 4.2.5 durchgeführt. Für die kompressiblen Berechnungen wurde das Programm RAMPANT 4.2.5 eingesetzt. Beide Programme sind Finite-Volumen Verfahren und arbeiten mit unstrukturierten Gittern. Sie gehören zum FLUENT-Programmpaket der Firma Fluent Inc.. Beide Verfahren liegen in Versionen für 2D- und 3D-Simulationen vor und erlauben sowohl stationäre als auch transiente Berechnungen. Darüberhinaus bieten beide Programme die Möglichkeit, das Rechengitter in Abhängigkeit von der Lösung lokal zu verfeinern. Bei allen Simulationen (ausgenommen 3D-Simulationen) wurde die Unabhängigkeit der Lösung von der Diskretisierung durch sukzessive Verfeinerung der Rechengitter kontrolliert.

Eine typische Gitterstruktur ist beispielhaft in Abbildung 3.8 dargestellt. Auf diesem Gitter wurde die Strömung durch das vollständig geöffnete Ventil bei FL 0 berechnet. Die Rechnung startete auf einem vergleichsweise groben Gitter. Im Verlauf der Rechnung wurde das Gitter in Abhängigkeit vom lokalen Gradienten des Drucks und der Geschwindigkeit mehrfach örtlich verfeinert. Man erkennt deutlich, daß das Gitter im Bereich des Ventils, und insbesondere in der direkten Umgebung der Klappen, sehr viel feiner ist, als im restlichen Bereich des Rechenfeldes. Die Zuströmgeschwindigkeit ist, bedingt durch den geringen Druckunterschied, nahezu Null. Erst in der Nähe der Klappen erhöht sich die Geschwindigkeit auf Grund der Querschnittsveränderung. Die übrigen Konfigurationen wurden auf ähnlichen Gittern gerechnet. Daher wird auf die Darstellung jedes einzelnen Rechengitters verzichtet.

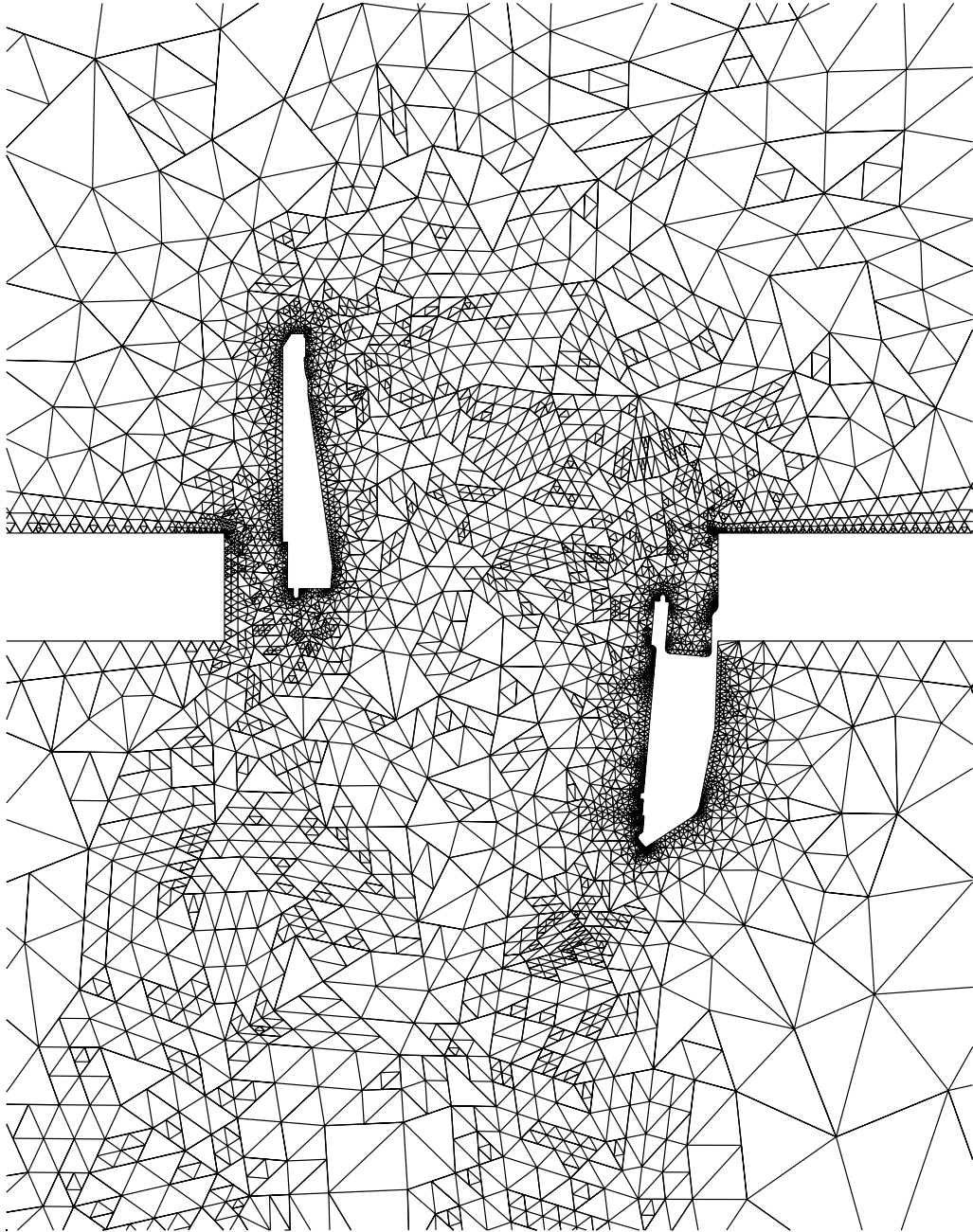


Abb. 3.8: Referenzventil Rechengitter FL 0

3.2.1 Untersuchte Größen

Zur Beurteilung der Ventilvarianten wurden jeweils die folgenden Eigenschaften bestimmt:

- Massenstrom \dot{m}
- Drehmoment linke Klappe
- Drehmoment rechte Klappe
- Austrittsrichtung an der Klappe

Außerdem wurden noch die beiden folgenden dimensionslosen Kenngrößen bestimmt:

- discharge coefficient (c_d)
- torque coefficient (c_t)

Der Massenstrom wurde nach folgender Beziehung berechnet:

$$\dot{m} = \int \rho \vec{U} d\vec{A} \quad (3-2)$$

Das Drehmoment einer Klappe setzt sich aus der Verteilung der Druckkräfte und den viskosen (Reibungs-) Kräften zusammen. Es wird durch die Summe zweier Integrationen berechnet:

$$M = \left(\int p d\vec{A} + \int \tau d\vec{A} \right) \cdot l \quad (3-3)$$

Hierbei ist τ die Wandschubspannung und l der senkrechte Abstand vom Lagerpunkt der jeweiligen Klappe. Um das effektive Moment am Aktuator (M_{eff}) berechnen zu können, ist es notwendig die mechanische Übertragungsfunktion des Getriebes zu kennen. Mit ihrer Hilfe kann dann das Gesamtmoment am Antrieb des Ventils bestimmt werden (siehe [48]). Da dieses Moment stark von der Gestaltung des Antriebsgestänges abhängt und weniger durch die Momente der einzelnen Ventilklappe bestimmt wird, werden hier lediglich die Klappenmomente bewertet.

Die dimensionslose Kenngröße c_d stellt das Verhältnis zwischen realem Massenstrom und maximal möglichem Massenstrom durch den Rahmen ohne Klappe dar. Dieser theoretische Massenstrom wird mit Hilfe der Stromfadentheorie abgeschätzt. Da sowohl Unterschall- als auch Überschallströmungen auftreten, werden zwei verschiedene Gleichungen angegeben (siehe auch [35]).

$$c_d = \frac{A_{eff}}{A_{geo}} \quad (3-4)$$

mit

$$A_{eff} = \frac{\dot{m}}{P_{inlet}} \cdot \frac{\sqrt{T_{inlet}}}{\sqrt{\frac{2\kappa}{(\kappa-1)R} \left\{ \left(\frac{P_{outlet}}{P_{inlet}} \right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\frac{P_{outlet}}{P_{inlet}} \right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}} \right\}}}} \quad (3-5)$$

für den subsonischen Fall und

$$A_{eff} = \frac{\dot{m}}{P_{inlet}} \cdot \frac{\sqrt{T_{inlet}}}{\sqrt{\frac{\kappa}{R} \left(\frac{2}{\kappa+1} \right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}}}} \quad (3-6)$$

für den supersonischen Fall.

Der Drehmomentenbeiwert c_t wird folgendermaßen berechnet:

$$c_t = \frac{M}{\frac{1}{2} \rho u^2 A L} \quad (3-7)$$

3.2.2 2D Simulationsrechnung

Da der Durchtrittsquerschnitt bei kleinen Öffnungswinkeln eine große Streckung aufweist, $\Lambda = \frac{b}{h} \approx 20 - 30$, ist es in diesem Bereich zulässig, von einer zweidimensionalen Strömung auszugehen. Bei größer werdenden Öffnungswinkeln wirken sich dreidimensionale Effekte, wie die Zuströmung von den Seiten und die Verdrängungswirkung von Aktuator, Antriebskinematik und der umgebenden Flugzeugstruktur, zunehmend stärker aus, so daß eigentlich keine zweidimensionale Durchströmung des Ventils angenommen werden kann.

Um den erheblichen Aufwand einer 3D-Modellierung und -Berechnung zu vermeiden, wurden Messungen der Druckverteilung quer zur Klappe durchgeführt. Dabei stellte sich heraus, daß der statische Druck auf der Klappe über den größten Teil der Klappe konstant bleibt. Lediglich am Rand der Klappe, der der Antriebseinheit abgewendet ist, konnte eine Abweichung von der konstanten Druckverteilung beobachtet werden (Abb.: 3.9). Allerdings beträgt sie weniger als $\Delta c_{P_{max}} < 0,5\%$. Da es sich bei dieser Messung nur um eine lokale Betrachtung des Strömungszustandes handelt, wurde zusätzlich für den Fall des voll geöffneten Ventils eine 3D-Simulation durchgeführt. Abbildung 3.13 zeigt, daß die Annahme einer in Tiefenrichtung homogenen Durchströmung des Ventils zulässig ist.

Aus Untersuchungen an umströmten Drosselklappen in Rohren ist bekannt, daß sich ein niederfrequenter, instationärer Strömungszustand, der als Karman'sche Wirbelstraße bezeichnet wird, hinter solchen Objekten ausbilden kann. Simulationen hierzu

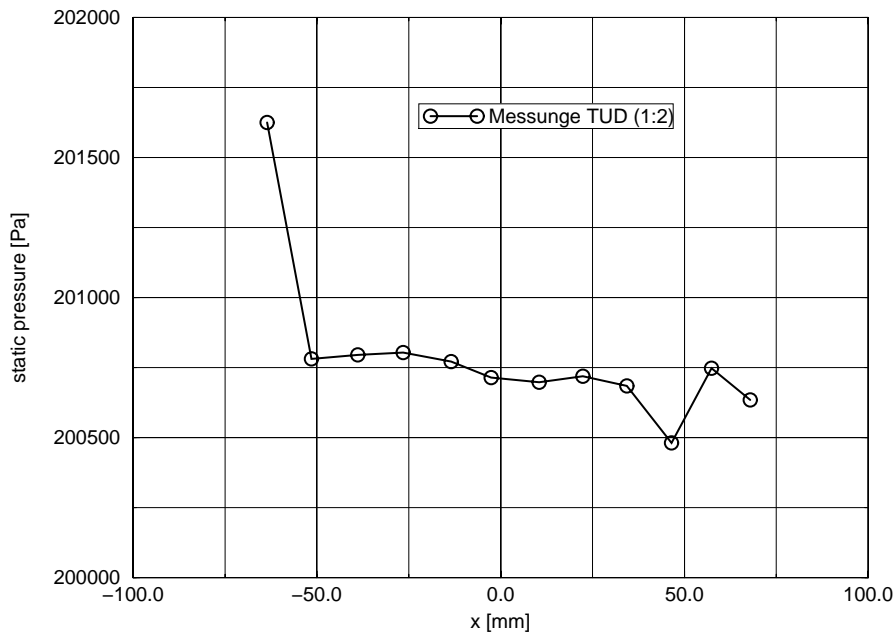


Abb. 3.9: Gemessene Druckverteilung quer zur linken Klappe bei FL 0 (voll geöffnet)

haben gezeigt, daß die verwendete Software in der Lage ist solche transienten, periodischen Vorgänge zu berechnen. Im Fall des Referenzventils wurden für FL 0 und FL 410 transiente Simulationen durchgeführt, um die Annahme der Stationarität abzusichern. Es zeigte sich, daß in beiden Fällen keine zeitabhängigen Schwankungen auftreten. Die Beschränkung auf eine stationäre Simulation ist also zulässig. Diese Annahme konnte auch durch die experimentellen Untersuchungen bestätigt werden. Ein detaillierter Vergleich der Simulationsergebnisse mit experimentellen Daten findet sich in Kapitel 4.4.

Wie bereits erwähnt ist das Druckverhältnis am Boden nahezu 1. Es ist lediglich ein geringer Überdruck in der Kabine vorhanden, um das Eindringen von Schmutz, Dämpfen oder Gasen zu verhindern. Das Ventil ist vollständig geöffnet, um den Luftmassenstrom, der von der Klimaanlage vorgegeben wird, abzuführen.

Da die Öffnungen im Rumpf eines Flugzeuges aus Sicherheitsgründen möglichst klein sein müssen (es gibt eine Obergrenze für die maximale Öffnung), ist es notwendig diese Austrittsflächen optimal zu nutzen. Das Referenzventil ist in dieser Hinsicht nicht optimal gestaltet. Wie man in Abbildung 3.10 deutlich erkennt, werden große Teile der Ventilfläche durch die beiden Klappen versperrt. Größere Rezirkulationsge-

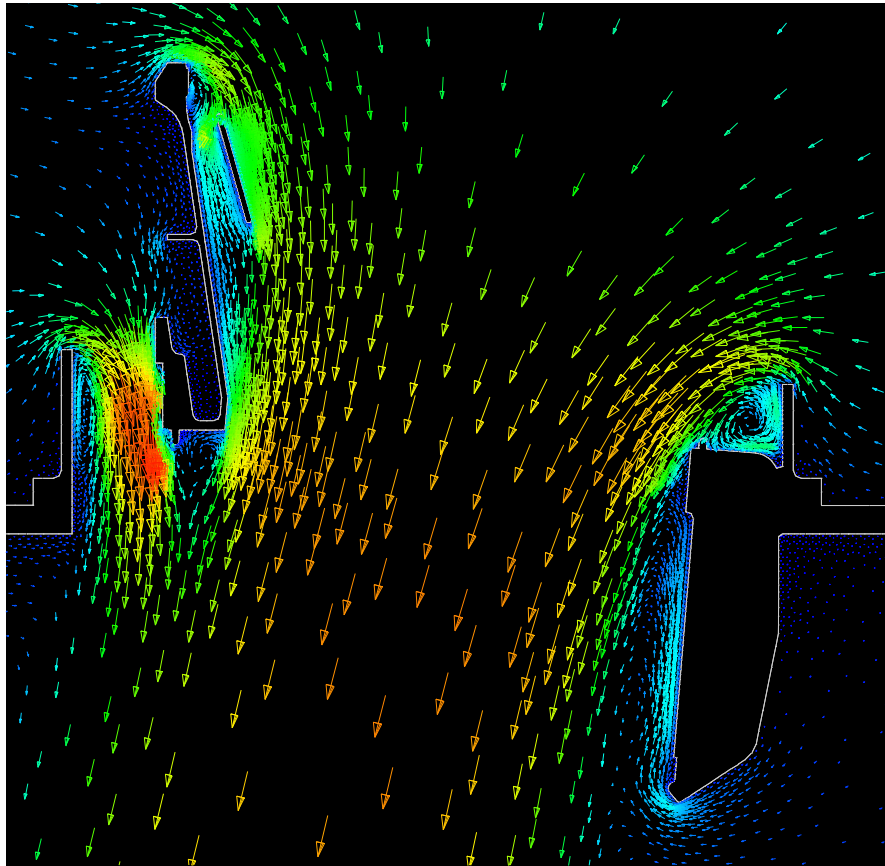


Abb. 3.10: Geschwindigkeitsvektoren Referenzventil FL 0 (voll geöffnet)

biere, insbesondere an der rechten Klappe verstärken die Verdrängungswirkung und reduzieren zusätzlich die durchströmbare Querschnittsfläche des Ventils. Die Rahmenkontur führt zu einer scharfen Umlenkung der Zuströmung. Da in der Umgebung des Ventils durchaus nennenswerte Strömungsgeschwindigkeiten beobachtet werden können, wäre es im Grunde notwendig, auch die Struktur der näheren Umgebung mit zu simulieren. Hier wurde auf diese Erweiterung verzichtet, da in den Experimenten, die zur Verifikation der Simulationsergebnisse durchgeführt wurden, mit einer freien Zuströmung gemessen wurde.

Im Reiseflugfall, wenn das Ventil weitgehend geschlossen ist, ändert sich das Bild erheblich. Bedingt durch das deutlich überkritische Druckverhältnis von $\Pi = 0,21$ wird die ausströmende Luft weit in den Überschall hinein beschleunigt (Abbildung 3.11). Im Gegensatz zum voll geöffneten Ventil im Bodenfall, spielt hier die Rahmengestaltung keine nennenswerte Rolle. Die Zuströmgeschwindigkeit ist sehr gering. Erst in

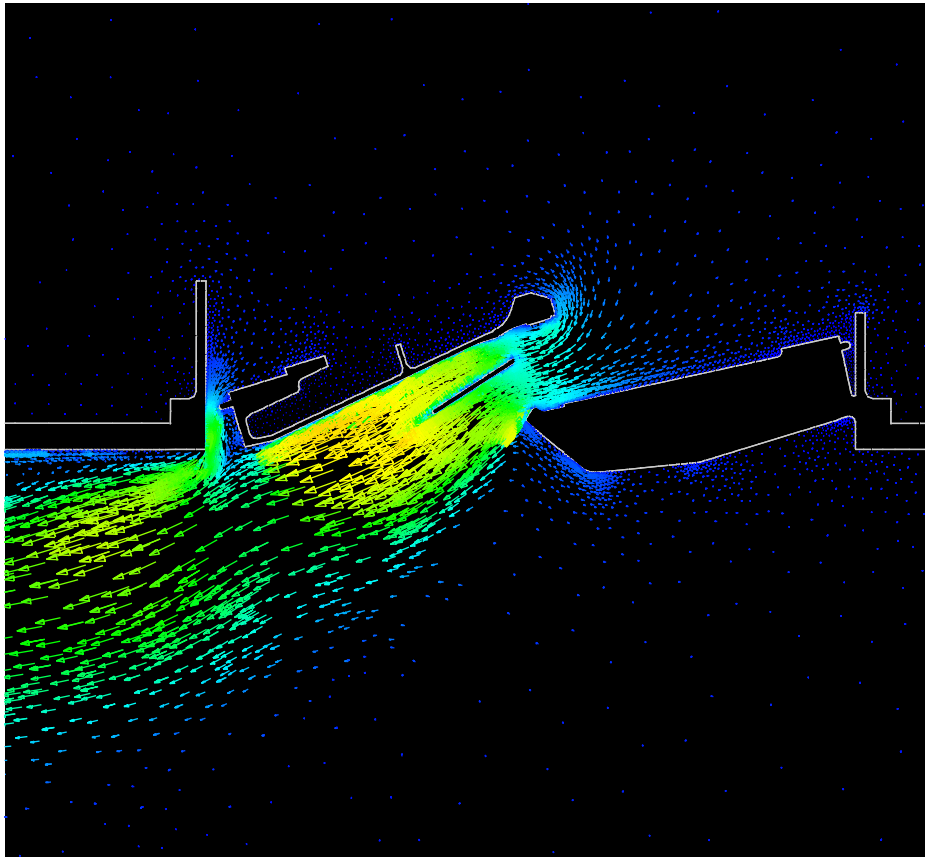


Abb. 3.11: Geschwindigkeitsvektoren Referenzventil FL 410

der Nähe der Klappenspaltes wird die Abluft stark beschleunigt.

Ist das Ventil nahezu geschlossen, bildet das Leitblech zusammen mit der linken Klappe eine divergente Düse, die die Strömung in den Überschall hinein beschleunigt. Da diese Düse nicht an die Druckverhältnisse angepaßt werden kann, ist der Druck im austretenden Strahl größer, als in seiner Umgebung. Einen solchen Zustand bezeichnet man als unterexpandiert. Der Druck wird über eine Überlagerung von Expansions- und Kompressionswellen abgebaut, die ein typisches Rhombenmuster ergeben. In Abbildung 3.12 kann man dieses Muster in der Darstellung der Ma-Zahl gut erkennen.

In Kapitel 5 wird, aufbauend auf diesen Ergebnissen, ein verbessertes Ventilkonzept entwickelt. Bei dieser Optimierung wird auch die Flugzeugstruktur der näheren Umgebung des Ventils, insbesondere die Spante, mitberücksichtigt.

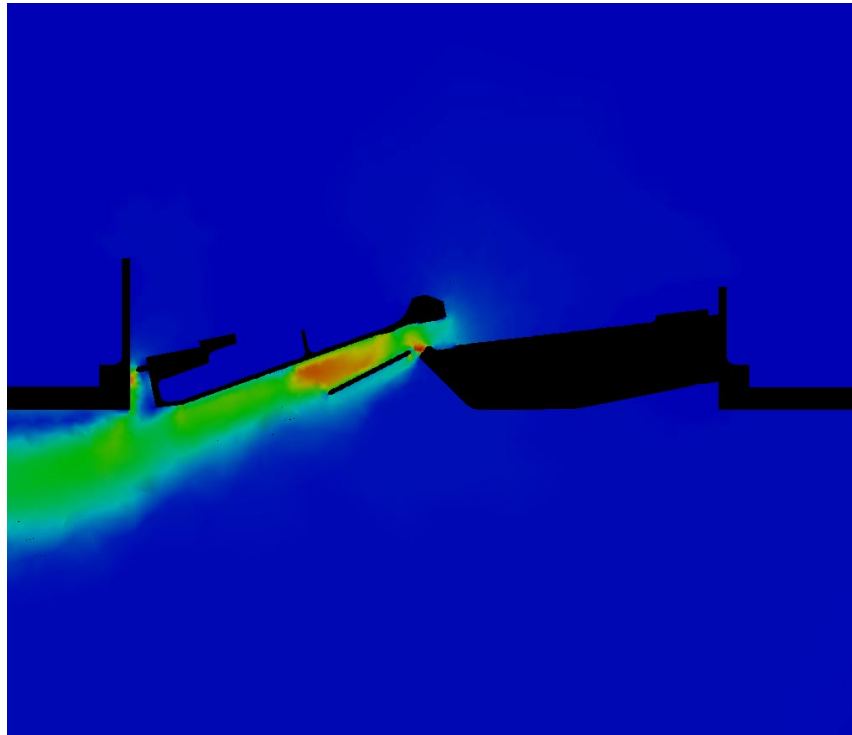


Abb. 3.12: Ma-Zahl Referenzventil FL 410

3.2.3 3D Simulationsrechnung

Für das Referenzventil wurde, zur Überprüfung der 3D Effekte eine 3D Simulationsrechnung für den Fall FL 0 bei voll geöffnetem Ventil durchgeführt. Hierzu wurde der Aktuator, um den Modellierungsaufwand zu reduzieren, durch eine quaderförmige Box ersetzt. Diese Modifikation ist zulässig, da die Geschwindigkeiten im Bereich des Aktuators sehr klein und damit die Auswirkungen der Geometrie auf die Strömung gering sind. Aus dem gleichen Grund ist in diesem Bereich auch nicht mit größeren Ablösegebieten, die bis in die Ventilöffnung hineinreichen, zu rechnen. Die Strömung wird hier der Kontur im wesentlichen folgen, so daß das Aktuatorgehäuse die Zuströmung sogar günstig beeinflussen wird. Die Wirkung der Aktuatorbox ist gut in den Abb.: 3.13 und 3.14 zu erkennen.

Die Geschwindigkeit in Wandnähe ist auf der Seite des Aktuators etwas größer, als auf der gegenüberliegenden Wandseite. Dieser Zusammenhang wird durch das Experiment bestätigt. Auf der dem Aktuator gegenüberliegenden Seite zeigt sich ein Druckanstieg (Abb. 3.9), der durch das Vorhandensein eines Ablösegebietes zu erklären ist. Durch den scharfen Ventilrand erfährt die Strömung auf dieser Seite eine

starke Umlenkung und Beschleunigung, was zur beschriebenen Ablösung an dieser Stelle führt.

Abgesehen vom Randbereich dieser Klappenseite ist die Strömungsgeschwindigkeit über die gesamte Breite der Klappe konstant. Daher sind 2D Simulationsrechnungen zur Bestimmung des Massenstroms auch bei voll geöffnetem Ventil für FL 0 mit guter Näherung zulässig. Dieses Ergebnis wird auch durch die gute Übereinstimmung zwischen Experiment, 2D und 3D Simulation bestätigt. Der experimentell bestimmte Massenstrom von $3,2 \frac{\dot{m}}{m_{ref}}$ wird durch die 3D-Simulation mit $3,12 \frac{\dot{m}}{m_{ref}}$ etwas unterschätzt. Die 2D-Simulation hingegen überschätzt den Massenstrom mit $3,46 \frac{\dot{m}}{m_{ref}}$. Die Abweichungen bewegen sich in einem Rahmen, der unter Berücksichtigung der Meßunsicherheit von 5%, als gering bezeichnet werden kann.

Für das berechnete Drehmoment sind die Abweichungen deutlich größer. Mit $0,51 \frac{T}{T_{ref}}$ liegt das Ergebnis der 3D-Simulation recht gut im Vergleich zum experimentellen Wert $0,46 \frac{T}{T_{ref}}$. Die 2D-Simulation weicht hier mit $0,57 \frac{T}{T_{ref}}$ sehr viel stärker ab. Zur Zuverlässigen Bestimmung des Drehmoments bei voll geöffnetem Ventil ist eine 2D-Simulation nicht ausreichend.

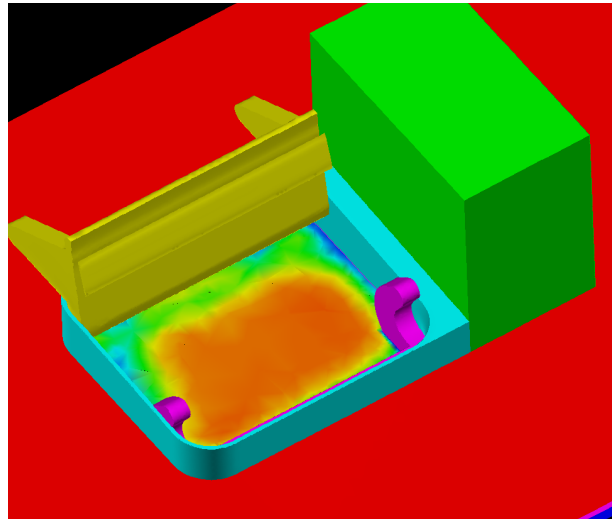


Abb. 3.13: Geschwindigkeitsverteilung in der Klappe bei FL 0

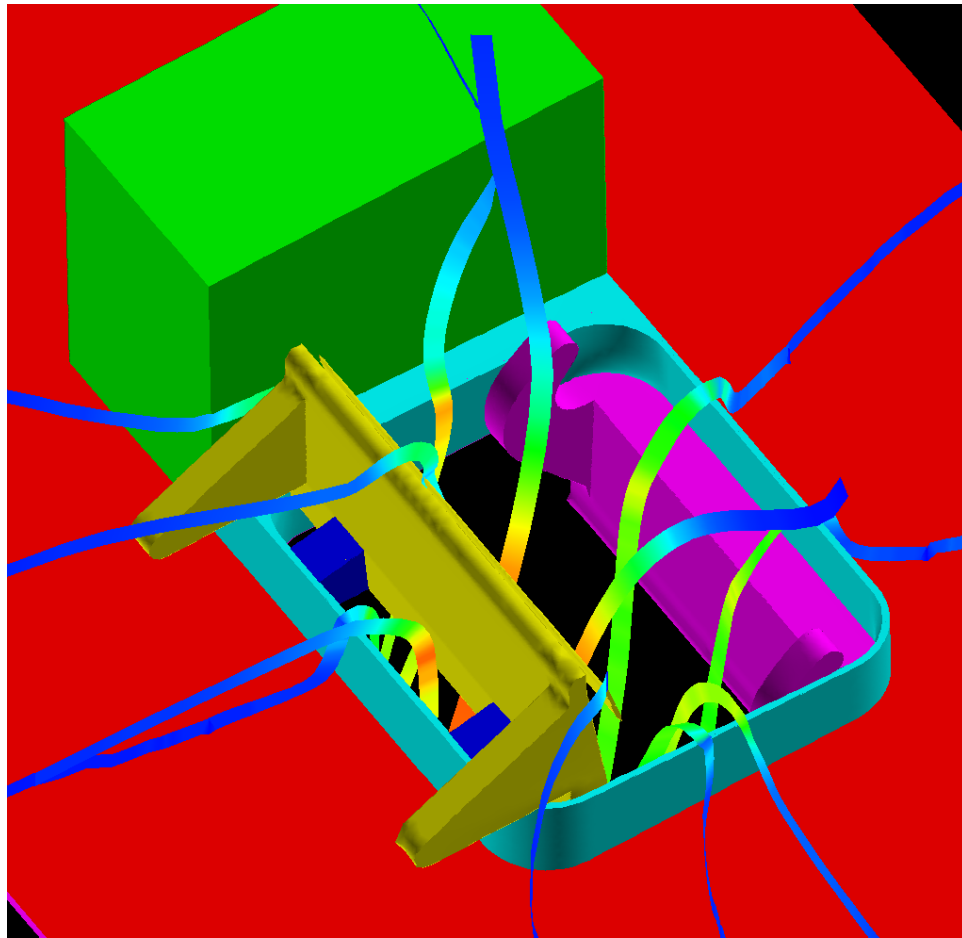


Abb. 3.14: Stromlinien am Referenzventil bei FL 0

4 Experimentelle Untersuchung einer Klappenströmung

4.1 Beschreibung des Meßobjekts

Bei dem untersuchten Meßobjekt handelt es sich um ein reales Ventil zur Regelung des Kabinendrucks in Verkehrsflugzeugen (Abb.: 4.1). Das Ventil, dessen Fläche rechteckig ist, besteht im wesentlichen aus drei Baugruppen:

1. Ventilrahmen
2. 2 Klappen
3. Aktuator

Der Ventilrahmen dient zur Lagerung der beiden Klappen, der Befestigung des Aktuators und zur Fixierung des gesamten Ventils in der Flugzeugaußenhaut. Die beiden Klappen des Ventils werden über einen gemeinsamen Aktuator und ein Viergelenkgetriebe angetrieben. Im Falle des Referenzventils sind beide Klappen über eine parallelogrammförmige Kinematik miteinander verbunden, so daß die Winkeländerungen gleich sind. Dreht sich die linke Klappe um 10° in schließende Richtung, dreht sich auch die rechte Klappe um den gleichen Betrag in schließende Richtung.

Der Aktuator besteht aus verschiedenen Einzelkomponenten. Er enthält zwei redundant ausgelegte Hauptantriebsmotoren mit Bremsen, die von der Regelungselektronik gesteuert werden, und einem dritten Motor zur manuellen Verstellung des Ventils. Der dritte Antriebsmotor ist für Notfälle vorgesehen und gibt dem Piloten die Möglichkeit das Ventil von Hand zu steuern. Bei den externen Referenzmessungen wurde dieser Motor zur Einstellung des Ventilöffnungswinkels verwendet. Für die Versuche an der TUD wurde einer der beiden Standardantriebsmotore eingesetzt.

Ein Planetengetriebe überträgt die Motordrehung auf das Antriebsgestänge des Ventils. Der Teil der Regelungselektronik, der die Motorsteuersignale erzeugt und die

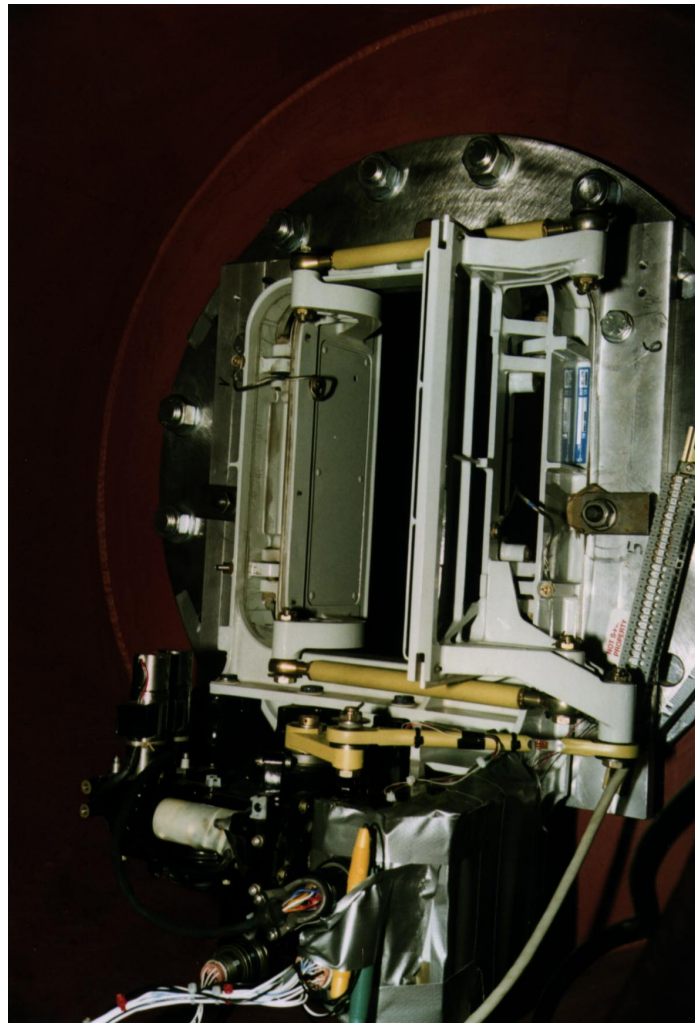


Abb. 4.1: Referenzventil

Motorposition abfragt befindet sich auf einer Platine direkt am Motor. Im realen Einbau im Flugzeug ist diese Motorsteuerung mit einer Regelelektronik im Cockpit verbunden, von wo aus das Ventil sowohl im Automatik- als auch im Handbetrieb gefahren werden kann.

Im Falle des Versuchsaufbaus wird diese Regelelektronik durch einen Steuerungs-PC ersetzt. Hiermit kann das Ventil mit einer Reproduzierbarkeit von $\frac{1}{2}^\circ$ auf die gewünschten Winkelstellungen gefahren und dort gehalten werden. Bedingt durch die Gestaltung des Antriebsgestänges ist die tatsächliche Positioniergenauigkeit bei der fast geschlossenen Klappe allerdings erheblich geringer. Die für den sicheren Betrieb bei stark wechselnden Temperaturen notwendigen Toleranzen lassen hier nur noch eine Genauigkeit von 2° zu.

4.2 Experimenteller Aufbau

4.2.1 Anforderungen und Randbedingungen

Mit der aufzubauenden Versuchsanlage sind unterschiedliche Aufgaben abzudecken. Da Flugversuche mit den vorhandenen und neuentwickelten Klappen aus Kosten- und Zeitgründen nicht möglich sind, müssen die realen Einsatzbedingungen des Ventils im Versuch möglichst genau reproduziert werden. Zur Verifizierung der Leistungsfähigkeit der Anlage sollen außerdem die bereits durchgeführten Versuche nachgefahren werden.

Hieraus ergeben sich die folgenden Anforderungen und Randbedingungen.

1. Realistische Abbildung der Einsatzbedingungen

- Druckniveau $p_c = 101525 \text{ Pa} \dots 16232 \text{ Pa}$
- Druckverhältnis $\Pi = 1 \dots 0.2$
- $\dot{m}_{max} \approx 2 \text{ kg/s}$
- geometrische Ähnlichkeit des Ventils und seiner näheren Umgebung (Flugzeug)
- Außenströmung

2. Verifikation der bereits verfügbaren experimentellen Ergebnisse

- Druckniveau $p_c = 101525 \text{ Pa} \dots 16232 \text{ Pa}$
- Druckverhältnis $\Pi = 1 \dots 0.4$
- $\dot{m}_{max} \approx 2 \text{ kg/s}$
- geometrische Ähnlichkeit des Ventils und seiner näheren Umgebung (Kesseleinbau)

3. Verifikation der numerischen Simulationsrechnungen

Die Anforderungen sind in dieser Form mit den zur Verfügung stehenden Mitteln nicht realisierbar. Das erste Problem besteht in der Vorgabe des Druckniveaus. Da eine leistungsfähige Unterdruckanlage nicht zur Verfügung steht, müssen die Versuche auf einem deutlich höheren Druckniveau durchgeführt werden. Um die Übertragbarkeit auf die realen Flugbedingungen zu gewährleisten müssen einige zusätzliche Randbedingungen eingehalten werden. Hierauf wird im Abschnitt 4.2.2 näher eingegangen.

Die zweite Schwierigkeit besteht in der Forderung nach der Berücksichtigung der näheren Umgebung des Ventils. Für den realen Einsatzfall bedeutet dies die Einbeziehung der konvexen Flugzeugaußenhaut und der Außenströmung, für den Fall der Verifizierung der experimentellen Ergebnisse aber die Gestaltung einer konkaven, rohrförmigen Geometrie.

Da der Einbauort der Ventile in der Praxis stark variiert (\rightarrow sehr unterschiedliche Grenzschichtprofile im Bereich des Ventils), und eine realistische Außenströmung im Versuch nicht ohne erheblichen Aufwand erzeugt werden kann, wird auf diese Forderung verzichtet. Darüberhinaus liegen keine experimentellen Ergebnisse vor, die als Referenz dienen könnten. Allerdings sei darauf hingewiesen, daß Simulationsrechnungen gezeigt haben, daß insbesondere das Drehmoment ganz wesentlich von der sekundären Umströmung der Klappen abhängt.

4.2.2 Ähnlichkeitsbetrachtung

Wie bereits erwähnt, kann das erforderliche Druckniveau im Experiment nicht erreicht werden. Um das geforderte Druckverhältnis einzustellen, muß die Versuchsanlage also auf einem höheren Druck betrieben werden. Damit die Meßergebnisse auf die realen Einsatzbedingungen übertragbar sind, müssen einige dimensionslose Kenngrößen eingestellt werden. Für die Bestimmung dieser Kennzahlen wird die Methode der Dimensionsanalyse eingesetzt.

Für die vorliegende kompressible, adiabate Luftströmung wird erwartet, daß neben der geometrischen Ähnlichkeit, die folgenden drei Ähnlichkeitskennzahlen einzuhalten sind:

1. Druckverhältnis $\Pi = \frac{p_{k2}}{p_{k1}}$
2. Reynoldszahl $Re = \frac{\rho u L}{\mu}$
3. Machzahl $Ma = \frac{u}{\sqrt{\kappa R T}}$

(Die Indizes k_1 und k_s stehen für die Zustände vor und hinter dem Ventil bzw. Kessel 1 und Kessel 2. Es werden auch die korrespondierenden Bezeichnungen “cabin pressure” und “ambient pressure” bzw. p_c und p_a verwendet). Hierfür soll eine Dimensionsanalyse durchgeführt werden.

Der Massenstrom durch ein OFV (bei gegebenem Öffnungswinkel α_s und gegebener Form *shape* des Ventils) ist durch die folgende funktionale Abhängigkeit bestimmt:

$$\dot{m} = h(p_{k1}, p_{k2}, \rho_{k1}, \mu_{k1}, A_{geo}) \quad (4-1)$$

Es handelt sich also um ein Problem, in dem $n = 6$ unabhängige Strömungsgrößen funktional miteinander verknüpft sind. Nach dem Buckingham-II-Theorem ist die Zahl der das Problem beschreibenden unabhängigen IIs gleich $(n - r)$, wobei r der Rang der sogenannten Dimensionalmatrix ist. Diese Matrix lautet für die vorliegenden Strömungsgrößen:

	\dot{m}	p_{k1}	p_{k2}	ϱ_{k1}	μ_{k1}	A_{geo}
M	1	1	1	1	1	0
L	0	-1	-1	-3	-1	2
T	-1	-2	-2	0	-1	0

und hat den Rang $r = 3$. Dies bedeutet, daß das Problem durch $n - r = 6 - 3 = 3$ dimensionslose IIs beschrieben wird. In Matrix 4.2.2 bedeutet M die Dimension Masse, L die Dimension Länge und T die Dimension Zeit.

Es wird nun die Annahme getroffen, daß die, in Gleichung 4-1 dargestellt Funktion stetig ist und somit durch eine Potenzreihe beschrieben werden kann. Diese Potenzreihe hat die Form

$$\dot{m} = K_1 [(p_{k1})^{a_1} \cdot (p_{k2})^{b_1} \cdot (\varrho_{k1})^{c_1} \cdot (\mu_{k1})^{d_1} \cdot (A_{geo})^{e_1}] + \dots, \quad (4-2)$$

wobei sich die linke Seite und der erste Summand auf der rechten Seite dimensionsmäßig folgendermaßen darstellen (Subscripts der Exponenten sind hier weggelassen):

$$\left[\frac{M}{T}\right] = \left[\frac{M}{LT^2}\right]^a \cdot \left[\frac{M}{LT^2}\right]^b \cdot \left[\frac{M}{L^3}\right]^c \cdot \left[\frac{M}{LT}\right]^d \cdot [L^2]^e. \quad (4-3)$$

Damit diese Gleichung dimensionsmäßig möglich ist, müssen die folgenden Gleichungen gelten:

$$\begin{aligned} 1 &= a + b + c + d && \text{für } M \\ 0 &= -a - b - 3c - d + 2e && \text{für } L \\ -1 &= -2a - 2b - d && \text{für } T \end{aligned}$$

Hiermit stehen 3 Gleichungen für 5 Unbekannte (a bis e) zur Verfügung. Es ist also möglich, 2 Unbekannte frei zu wählen und die restlichen 3 als Funktion der zwei anderen auszudrücken. Hier wurden a und b frei gewählt und c , d und e als Funktion von a und b ausgedrückt. Dies liefert die Beziehungen

$$c = a + b \quad (4-4)$$

$$d = 1 - 2a - 2b \quad (4-5)$$

$$e = a + b + \frac{1}{2} \quad (4-6)$$

Eingesetzt in die Potenzreihe 4-2 ergibt sich die Gleichung

$$\dot{m} = K_1[(p_{k1})^a \cdot (p_{k21})^b \cdot (\varrho_{k1})^{a+b} \cdot (\mu_{k1})^{1-2a-2b} \cdot (A_{geo})^{a+b+\frac{1}{2}}] + \dots \quad (4-7)$$

Nun werden Terme mit gleichem Exponenten zusammengefaßt und es folgt die Beziehung

$$\frac{\dot{m}}{\mu_{k1}\sqrt{A_{geo}}} = K_1\left[\left(\frac{p_{k1}\varrho_{k1}A_{geo}}{\mu_{k1}^2}\right)^a \cdot \left(\frac{p_{k2}\varrho_{k1}A_{geo}}{\mu_{k1}^2}\right)^b\right] + \dots \quad (4-8)$$

Die drei Brüche in Gleichung 4-8 sind nun dimensionslos und stellen die gesuchten drei Π s dar. Es gilt also

$$\Pi_1 = \frac{\dot{m}}{\mu_{k1}\sqrt{A_{geo}}}, \quad \Pi_2 = \frac{p_{k1}\varrho_{k1}A_{geo}}{\mu_{k1}^2}, \quad \Pi_3 = \frac{p_{k2}\varrho_{k1}A_{geo}}{\mu_{k1}^2} \quad (4-9)$$

Natürlich kann man die dimensionslose Potenzreihe (4-8) wieder in Form einer Funktion schreiben, die sich dann folgendermaßen darstellt:

$$\frac{\dot{m}}{\mu_{k1}\sqrt{A_{geo}}} = f\left(\Pi_2 = \frac{p_{k1}\varrho_{k1}A_{geo}}{\mu_{k1}^2}, \Pi_3 = \frac{p_{k2}\varrho_{k1}A_{geo}}{\mu_{k1}^2}\right). \quad (4-10)$$

Da durch Gleichung 4-10 lediglich eine, nicht näher spezifizierte, funktionale Abhängigkeit ausgedrückt wird, dürfen aus den gefundenen Π s ohne Einschränkung der Allgemeinheit weitere dimensionslose Gruppen gebildet werden. Da zu erwarten ist, daß das Druckverhältnis, die Reynoldszahl und die Machzahl die bestimmenden Einflußgrößen sind, soll versucht werden diese zu isolieren.

$$\Pi'_1 = \frac{\Pi_3}{\Pi_2} = \frac{p_{k2}}{p_{k1}} \quad (4-11)$$

$$\Pi'_2 = \sqrt{\frac{1}{\Pi_2}} = \frac{\mu_{k1}}{\sqrt{p_{k1}\varrho_{k1}A_{geo}}} \quad (4-12)$$

$$\Pi'_3 = \Pi_1 \sqrt{\frac{1}{\Pi_2}} = \frac{\dot{m}}{\sqrt{p_{k1}\varrho_{k1}A_{geo}}} \quad (4-13)$$

so daß man schreiben kann:

$$\frac{\dot{m}}{\sqrt{p_{k1}\varrho_{k1}A_{geo}}} = g_1\left(\frac{p_{k2}}{p_{k1}}, \frac{\mu_{k1}}{\sqrt{p_{k1}\varrho_{k1}A_{geo}}}\right). \quad (4-14)$$

Da alle obigen Ableitungen unter der Voraussetzung eines festen Ventilöffnungswinkels α_s und einer festen Ventilform *shape* gemacht wurden, lautet die vollständige Gleichung:

$$\frac{\dot{m}}{\sqrt{p_{k1}\varrho_{k1}A_{geo}}} = g_1(shape, \alpha_s, \frac{p_{k2}}{p_{k1}}, \frac{\mu_{k1}}{\sqrt{p_{k1}\varrho_{k1}A_{geo}}}). \quad (4-15)$$

Nimmt man an, daß sich die Luft wie ein ideales Gas verhält, kann man mit dem allgemeinen Gasgesetz

$$p = \varrho \cdot RT \quad (4-16)$$

Gleichung 4-15 noch weiter umformen

$$\frac{\dot{m} \sqrt{RT_{k1}}}{p_{k1} A_{geo}} = g_2(shape, \alpha_s, \frac{p_{k2}}{p_{k1}}, \frac{\sqrt{RT_{k1}} \varrho_{k1} \sqrt{A_{geo}}}{\mu_{k1}}) \quad (4-17)$$

Diese Beziehung erlaubt jetzt eine physikalische Deutung der dimensionslosen Gruppen. Während auf der linken Seite ein dimensionsloser Massenstrom auftaucht, stehen rechts zwei geometrische Eigenschaften, das Druckverhältnis und ein Term, der die Reynoldszahl und die Machzahl enthält.

$$\Pi_2'' = \frac{\varrho_{k1} \sqrt{A_{geo}}}{\mu_{k1}} \cdot \sqrt{RT_{k1}} \quad (4-18)$$

Mit der Definition der Machzahl

$$Ma = \frac{u}{\sqrt{\kappa RT}} \quad (4-19)$$

erhält man, unter Vernachlässigung des, dimensionsanalytisch uninteressanten Faktors κ ,

$$\Pi_2'' = \frac{\varrho_{k1} u \sqrt{A_{geo}}}{\mu_{k1}} \cdot \frac{1}{Ma'} \quad (4-20)$$

und damit

$$\Pi_2'' = \frac{Re}{Ma'} \quad (4-21)$$

Man erhält letztendlich also folgenden Abhängigkeit

$$\frac{\dot{m} \sqrt{RT_{k1}}}{p_{k1} A_{geo}} = g_2(shape, \alpha_s, \frac{p_{k2}}{p_{k1}}, \frac{Re}{Ma}) \quad (4-22)$$

Soll die Strömung im Experiment ähnlich zur realen Strömung sein, müssen, wie erwartet, neben der geometrischen Ähnlichkeit also noch das Druckverhältnis, die Mach- und Reynoldszahl eingehalten werden. Um die zur Verfügung stehenden Einflußmöglichkeiten deutlicher darzustellen, wird auf das dimensionslose Produkt in Gleichung 4-18 noch einmal die allgemeine Gasgleichung angewendet. Man erhält damit:

$$\Pi_2'' = \frac{p_{k1} \sqrt{A_{geo}}}{\sqrt{RT_{k1}} \mu_{k1}} \quad (4-23)$$

Hier ist die Problematik des höheren Druckniveaus, die am Beginn von Abschnitt 4.2 bereits angesprochen wurde, klar zu erkennen. Da der Term in Gleichung 4-23 in Experiment und Realsituation gleich sein muß, der Druck im Experiment aber höher liegt, bieten sich nur zwei Lösungsmöglichkeiten an.

1. Anpassung über die Temperatur
2. Verwendung eines Modellmaßstabs

Da die Regelung der Temperatur des Luftstroms nicht ohne erheblichen technischen Aufwand möglich ist, wird ein Modellmaßstab gewählt.

Mit Hilfe von Π_2'' kann jetzt der mögliche Einsatzbereich der Versuchsanlage, in Abhängigkeit vom Modellmaßstab abgeschätzt werden. Im Folgenden werden die realen Flugbedingungen mit dem Index FC und die experimentellen Bedingungen an der TUD mit MC bezeichnet. Der Index $k1$ bezeichnet den Zustand vor dem Ventil (Kessel 1).

$$\frac{p_{k1_{FC}} \sqrt{A_{FC}}}{\sqrt{RT_{k1_{FC}} \mu_{k1_{FC}}}} = \frac{p_{k1_{MC}} \sqrt{A_{MC}}}{\sqrt{RT_{k1_{MC}} \mu_{k1_{MC}}}} \quad (4-24)$$

Löst man diese Gleichung nach p_{MC} auf und setzt

$$K = \sqrt{\frac{A_{FC}}{A_{MC}}} \quad (4-25)$$

erhält man

$$p_{k1_{MC}} = K \cdot \sqrt{\frac{T_{k1_{MC}}}{T_{k1_{FC}}}} \cdot \frac{\mu_{k1_{MC}}}{\mu_{k1_{FC}}} \cdot p_{k1_{FC}} \quad (4-26)$$

Berücksichtigt man noch die Temperaturabhängigkeit von μ und vernachlässigt die Abhängigkeit vom Druck, erhält man mit dem Gesetz von Sutherland

$$\mu = \mu_{ref} \sqrt{\left(\frac{T}{T_{ref}}\right)^3 \frac{T_{ref} + S}{T + S}} \quad (4-27)$$

mit $S = 111K$, $T_{ref} = 273.1K$ und $\mu_{ref} = 1.716 \cdot 10^{-5}$, den für Ähnlichkeit erforderlichen Zusammenhang

$$p_{k1_{MC}} = K \left(\frac{T_{MC}}{T_{FC}}\right)^2 \frac{T_{FC} + S}{T_{MC} + S} p_{k1_{FC}} \quad (4-28)$$

Um den Bereich des in Abhängigkeit vom Modellmaßstab erreichbaren Druckverhältnisses darstellen zu können, wird in Gleichung 4-28 noch die folgende, bereits bekannte Definition eingesetzt

$$\Pi = \frac{p_{k2_{MC}}}{p_{k1_{MC}}} \quad (4-29)$$

Damit erhält man

$$p_{k2_{MC}} = K \cdot \Pi \left(\frac{T_{k1_{MC}}}{T_{k1_{FC}}}\right)^2 \frac{T_{k1_{FC}} + S}{T_{k1_{MC}} + S} p_{k1_{FC}} \quad (4-30)$$

In Abb.: 4.2 ist dieser Zusammenhang für die folgenden Werte graphisch dargestellt.

$$\begin{aligned}
 T_{k1_{FC}} &= 300 \text{ K} \\
 T_{k1_{MC}} &= 293 \text{ K} \\
 p_{k1_{FC}} &= 101000 \text{ Pa}
 \end{aligned}$$

Im Allgemeinen variiert der Druck $p_{k1_{FC}}$ mit dem Druckverhältnis. Bis $\Pi = 0.5$ bleibt der Druck jedoch konstant, lediglich bei $\Pi \approx 1$ steigt er leicht an.

Zur Verdeutlichung der Einsatzgrenze wurde zusätzlich der Umgebungsdruck einge-

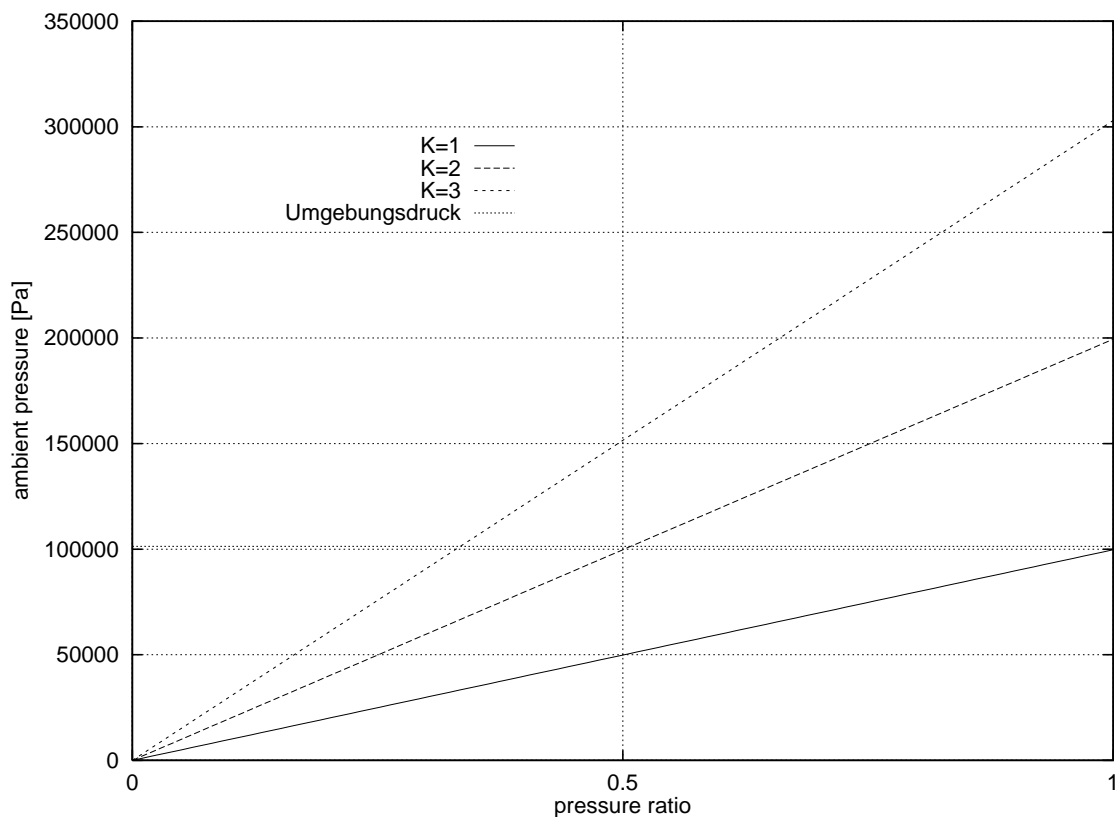


Abb. 4.2: Einsatzbereich in Abhängigkeit vom Modellmaßstab

tragen. Dieser stellt die untere Grenze für den statischen Druck hinter dem Ventil dar. Mit einem Ventil im Maßstab 1:2 kann man den Druckverhältnissbereich von $\Pi = 0.5 \dots 1$ unter Einhaltung aller relevanten Ähnlichkeitskennzahlen abdecken. Die Verwendung des Maßstabs 1:3 würde den Bereich noch etwas ausdehnen. Allerdings würden die verwendeten Modelle so klein, daß die geometrische Ähnlichkeit aufgrund von Fertigungstoleranzen nicht mehr gewährleistet wäre.

Darüberhinaus wird auch im Maßstab 1:2 das kritische Druckverhältnis von $\Pi =$

0.528, bei dem im engsten Querschnitt $Ma = 1$ erreicht wird, überschritten. Eine weitere Absenkung des Druckes hinter dem Ventil hat dann auf den Massenstrom keinen Einfluß mehr.

4.2.3 Versuchsaufbau und meßtechnische Ausrüstung

Aufbauend auf den im vorhergehenden Abschnitt beschriebenen Überlegungen wurde für die experimentellen Untersuchungen eine neue Versuchsanlage aufgebaut. Die Anlage besteht aus zwei großen Kesseln, die über ein Rohr, das als Meßstrecke dient, miteinander verbunden sind (Abb. 4.3 und 4.4). Den beiden Kesseln vorgeschaltet ist eine Blendenmeßstrecke, mit der der sich einstellende Massenstrom bestimmt werden kann. Vom zweiten Kessel wird die Luft durch ein Abluftrohr zum Schalldämpfer und Kamin geleitet.

Der erste Kessel dient der Vergleichmäßigung der Strömung. Da die Luft seitlich mit

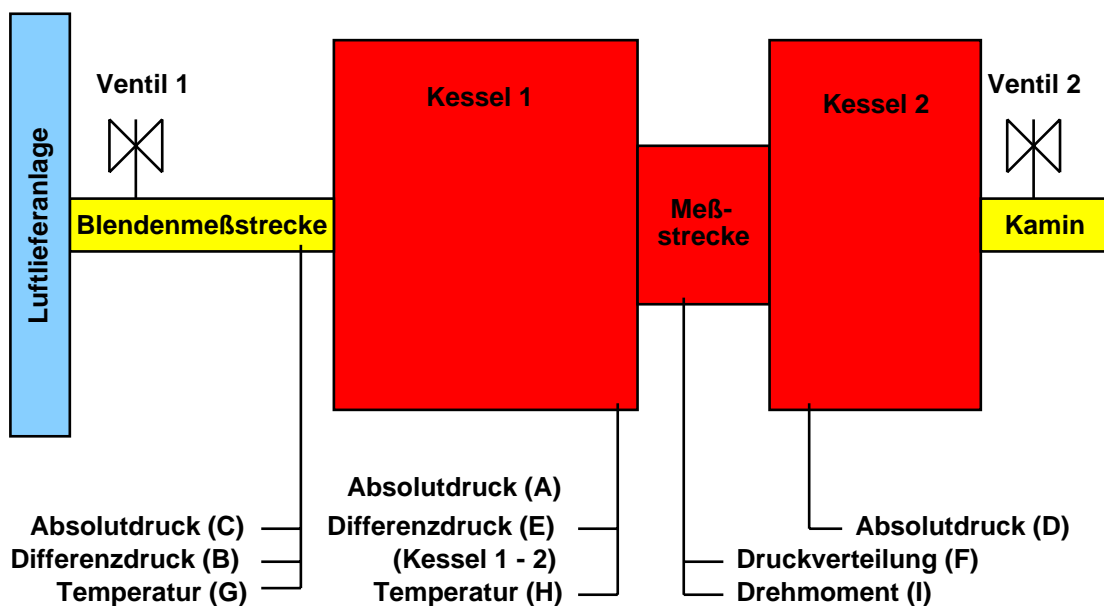


Abb. 4.3: Blocksaltbild der Versuchsanlage

relativ hoher Geschwindigkeit in den Kessel einströmt, wurde der erste Kessel so lang wie möglich gestaltet und mit einem Sieb ausgerüstet. Mit diesen Maßnahmen soll ein möglichst homogenes Geschwindigkeitsfeld im Bereich des Meßobjektes gewährleistet werden. Für den Bereich hinter dem Meßobjekt stellen sich zwei widersprüchliche Forderungen. Zum einen sollte der Ausströmbereich möglichst keine Rückwirkungen auf

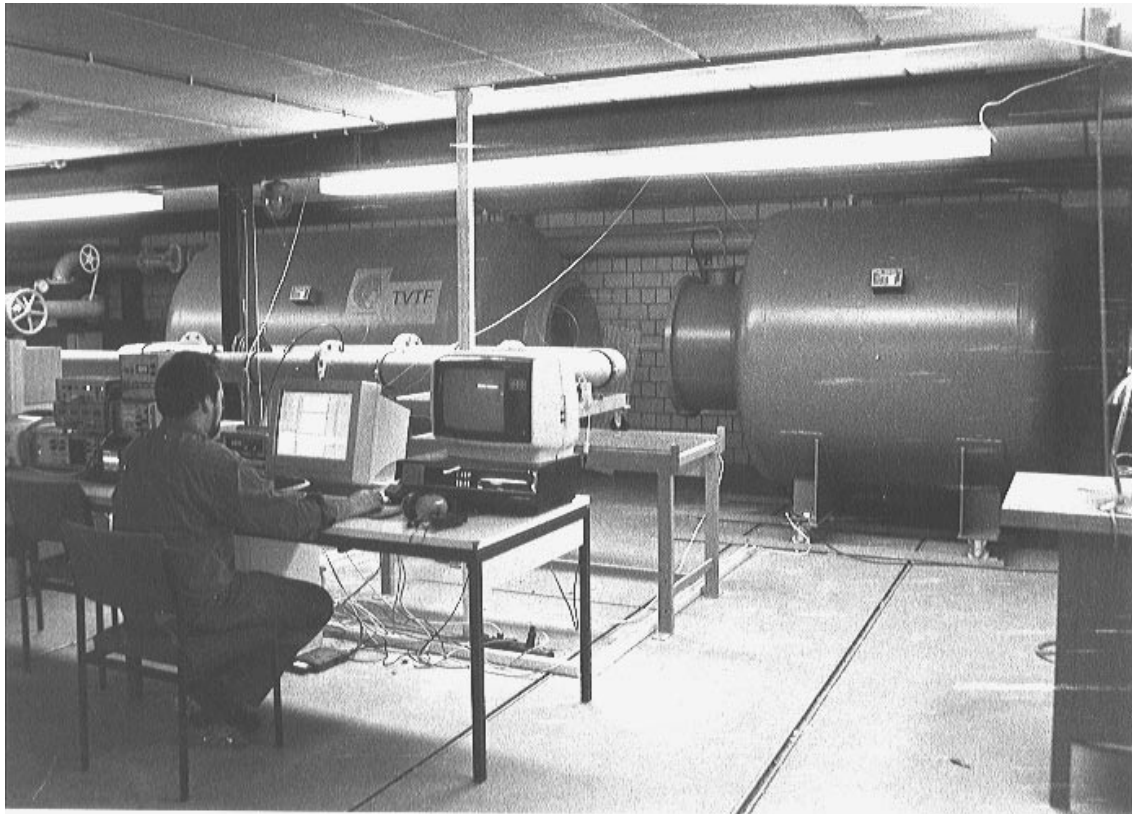


Abb. 4.4: Versuchsanlage geöffnet

die Strömung in der Klappe haben. Im nahezu geschlossenen Fall sollte die Luft also ohne Störungen tangential an der Wand entlang abströmen können. Zum anderen muß der statische Druck in diesem Bereich regelbar sein, um das Druckverhältnis beeinflussen zu können. Es ist also ein geschlossener Raum notwendig, der bis $p_a = 200000 \text{ Pa}$ belastet werden kann.

Diese beiden Forderungen und einige konstruktive Randbedingungen führten zu der Entscheidung für einen zweiten, etwas kleineren Kessel hinter der Meßstrecke.

Für die Einstellung von Reynolds- und Machzahl ist es notwendig, daß das Druckniveau und der Druckabfall über der Meßstrecke unabhängig voneinander eingestellt werden kann. Hierfür wurden zwei Ventile in die Luftstrecke integriert (Abb.: 4.3). Mit dem ersten Ventil vor der Blendenmeßstrecke kann über eine Bypass-Leitung der zugeführte Massenstrom geregelt werden. Mit dem zweiten Ventil am Auslaß des zweiten Kessels kann der Druck in der Meßstrecke beeinflußt werden. Die Abmessungen der Meßstrecke lassen Untersuchungen von Ventilen bis zu einem Durchmesser von 300 mm zu.

Ausgerüstet ist die Versuchsanlage mit verschiedenen Druck- und Temperatur- und Dehnungssensoren. Im Blockschaltbild in Abb.: 4.5 ist der Aufbau der meßtechnischen Ausrüstung schematisch dargestellt. Alle, während einer Messung anfallenden Daten

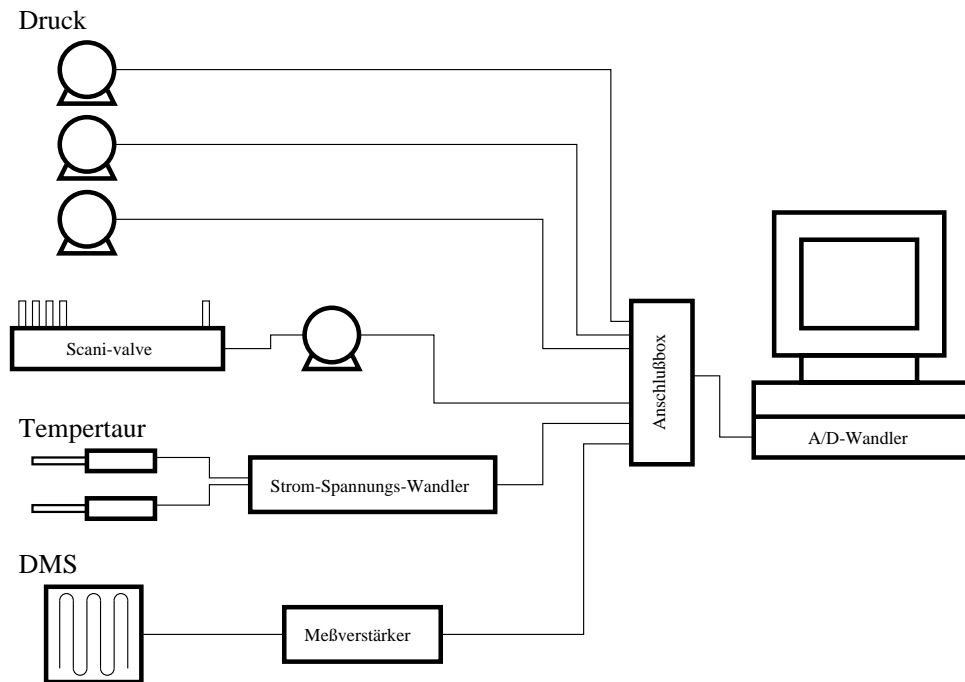


Abb. 4.5: Blockschaltbild der Meßtechnik

werden von einem zentralen Rechner erfaßt, gespeichert und, soweit gewünscht, online dargestellt. Die Datenerfassungskarte arbeitet mit einer Auflösung von 16 bit bei $\pm 10\text{V}$. Sie ist damit eine Zehnerpotenz besser als die Fehlertoleranz der angeschlossenen Meßgeräte. Die Eigenschaften der Sensoren sind in Tabelle 4.1 zusammenfassend dokumentiert.

Der durch die Meßstrecke gehende Luftmassenstrom wird nach DIN 1952 mit Hilfe einer Blendenmeßstrecke bestimmt. Hierzu wird der Absolutdruck vor der Blende, der Druckverlust über die Blende hinweg und die Temperatur nach der Blende gemessen. Die Auswertesoftware errechnet aus diesen Daten den momentanen Massenstrom.

Aus den Absolutdrücken in beiden Kesseln wird kontinuierlich das Druckverhältnis berechnet und als wesentlicher Steuerparameter angezeigt. Die Einstellung des Druckverhältnisses erfolgt über zwei Ventile, die vor der Blendenmeßstrecke bzw. hinter dem

zweiten Kessel angeordnet sind (Abb.: 4.3). Die Einstellung ist ein iterativer Vorgang mit einer großen Zeitkonstanten. Die Trägheit des Kesselsystems führt zu einer ausgeprägten Drift der Drücke, die in der Größenordnung von Minuten liegt.

Das Drehmoment an den Klappen wird mit Hilfe von DMS-Streifen am Antriebsgestänge gemessen. Im Fall des Referenzventils wurde lediglich die Summe der Momente beider Klappen gemessen. Für das neu zu entwickelnde Ventil werden schließende Momente für beide Ventilkappen gefordert. Um den experimentellen Nachweis erbringen zu können, wurden am neuen Ventil beide Klappenmomente gemessen.

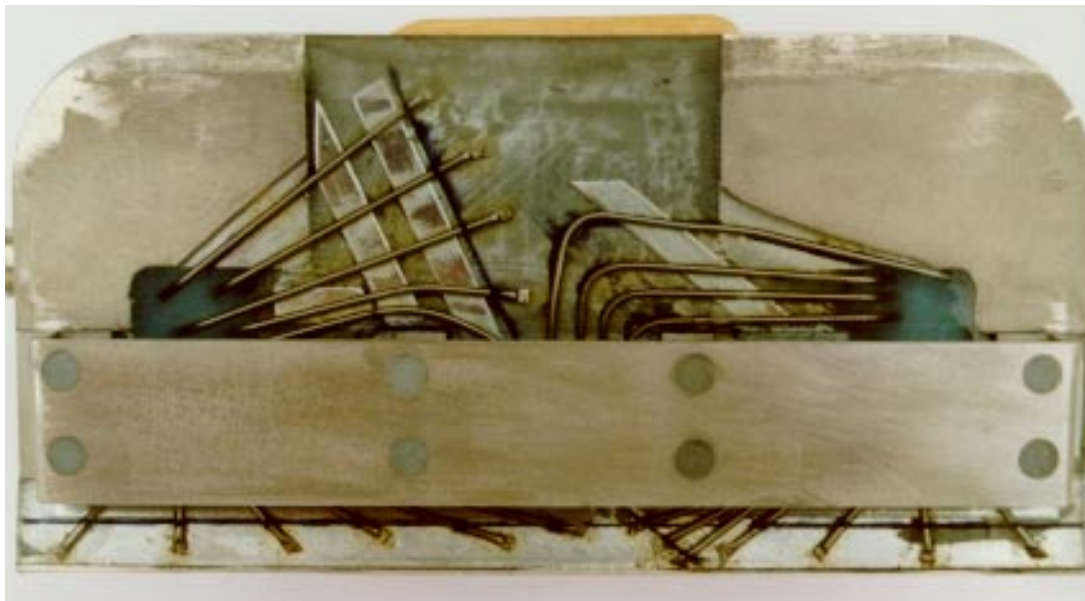


Abb. 4.6: Druckmeßbohrungen am Modellventil

Die Druckverteilung über den Klappen quer zur Strömung wird mit einer Druckmeßdose und einem Scanivalve gemessen. Da die Strömung stationär ist, ist es möglich den Druck an den einzelnen Meßstellen sequentiell zu ermitteln. Für die Druckverteilungsmessung wurde ein Modellventil mit Druckmessbohrungen quer zur Strömung und in Strömungsrichtung ausgerüstet (Abb.: 4.6).

4.2.4 Umrechnung des Massenstroms

Der im Modellmaßstab gemessene Massenstrom muß für Vergleichszwecke auf die realen Flugbedingungen (Indizierung mit FC) umgerechnet werden. Lediglich der dimensionslose Massenstrom ist unter Modell- und realen Bedingungen gleich. Werden alle

Pos.	Sensortyp	Meßbereich	Genauigkeit	Einbauort
A	Absolutdruck	0 - 345 kPa	0.11 % FS	Kessel 1
B	Differenzdruck	± 69 kPa	0.11 % FS	Blendenmeßstrecke
C	Absolutdruck	0 - 400 kPa	0.11 % FS	Bledenmeßstrecke
D	Absolutdruck	0 - 200 kPa	0.11 % FS	Kessel 2
E	Differenzdruck	± 345 kPa	0.11 % FS	Kessel 1 - Kessel 2
F	Differenzdruck	± 17 kPa	0.11 % FS	Klappendruckverteilung
G	Temperatur	15 – 50°	$\pm 0.5^\circ$	Bledenmeßstrecke
H	Temperatur	15 – 50°	$\pm 0.5^\circ$	Kessel 1
I	Dehnungsmeßstreifen	± 2000 N	0.05 %	Klappengestänge

Tab. 4.1: Eigenschaften der Sensoren

beschriebenen, relevanten Ähnlichkeitsgrößen eingehalten, kann, unter Verwendung von Gleichung 4-22 aus der Dimensionsanalyse, der folgende Ansatz aufgeschrieben werden:

$$\frac{\dot{m}_{FC} \sqrt{RT_{k1FC}}}{p_{k1FC} A_{geoFC}} = \frac{\dot{m}_{MC} \sqrt{RT_{k1MC}}}{p_{k1MC} A_{geoMC}} \quad (4-31)$$

Die beiden dimensionslosen Quotienten müssen voraussetzungsgemäß gleich sein. Löst man diese Gleichung nach \dot{m}_{FC} auf, erhält man

$$\dot{m}_{FC} = \frac{p_{k1FC}}{p_{k1MC}} \cdot \sqrt{\frac{T_{k1MC}}{T_{k1FC}}} \cdot \frac{A_{geoFC}}{A_{geoMC}} \cdot \dot{m}_{MC} \quad (4-32)$$

Mit dieser Beziehung können jetzt die Massenströme von Modell- auf Flugbedingungen umgerechnet werden.

4.2.5 Umrechnung des Drehmoments

Bedingt durch das höhere Druckniveau im Modellversuch, müssen auch die gemessenen Drehmomente an den Klappe auf Flugbedingungen umgerechnet werden. Das Drehmoment setzt sich zusammen aus der Druckverteilung auf der Klappe und den horizontal zur Klappe wirkenden Scherkräften aus der Strömung. Simulationsrechnungen haben gezeigt, daß der Anteil der Scherkräfte am Drehmoment verschwin-

dend gering ist. Aus diesem Grund soll bei der Umrechnung nur die Druckverteilung berücksichtigt werden. Zusätzliche statische Haltemomente, die aus der Lagerreibung resultieren, müssen vernachlässigt werden

Zur Bestimmung der dimensionslosen Produkte wurde auch hier eine Dimensionsanalyse durchgeführt. Da der Ablauf analog zu dem bereits in Abschnitt 4.2.2 beschrieben ist, sollen hier nur Ausgangspunkt und Ergebnisse dargestellt werden.

Es wird die folgende funktionale Abhängigkeit vorausgesetzt, die für eine bestimmte Ventilgeometrie (*shape* und α_s) gilt:

$$\dot{m} = h(p_{k1}, p_{k2}, \varrho_{k1}, \mu_{k1}, A_{geo}) \quad (4-33)$$

In Analogie zu Gleichung 4-22 erhält man dann:

$$\frac{M_A}{p_{k1} \sqrt{A_{geo}}^3} = g_3(shape, \alpha_s, \frac{p_{k2}}{p_{k1}}, \frac{Re}{Ma}) \quad (4-34)$$

Sind Druckverhältnis, Reynoldszahl, Machzahl und der Anstellwinkel gleich, muß auch das dimensionslose Drehmoment gleich sein.

$$\frac{M_{A_{FC}}}{p_{k1_{FC}} \sqrt{A_{geo_{FC}}}^3} = \frac{M_{A_{MC}}}{p_{k1_{MC}} \sqrt{A_{geo_{MC}}}^3} \quad (4-35)$$

Löst man diese Gleichung nach $M_{A_{FC}}$ auf, kann man die im Modell gemessenen Drehmomente auf reale Flugbedingungen umrechnen.

$$M_{A_{FC}} = \frac{p_{k1_{FC}}}{p_{k1_{MC}}} \frac{\sqrt{A_{geo_{FC}}}^3}{\sqrt{A_{geo_{MC}}}^3} M_{A_{MC}} \quad (4-36)$$

4.3 Statistische Methoden der Datenaufbereitung

Die Messung physikalischer Eigenschaften ist grundsätzlich fehlerbehaftet. Diese Fehler sind durch sehr unterschiedliche Ursachen bedingt. So kann das Übertragungsverhalten eines elektrischen Meßgerätes z. B. durch elektromagnetische Felder gestört werden oder seine Erwärmung verschiebt im Verlauf der Messung das Signal. Darüberhinaus hat jedes Glied einer Meßkette seine eigene Übertragungsfunktion (im Idealfall ein konstanter Offset), die das gemessene Signal verändert.

Außerdem hat jedes Meßgerät eine endliche Genauigkeit d. h. das Meßsignal schwankt in einem bestimmten Toleranzbereich. Im Idealfall sind diese Schwankungen gaussverteilt und damit einer statistischen Auswertung zugänglich.

Die beschriebenen Fehlereinflüsse lassen sich grob in zwei Klassen einteilen:

1. Systematische Fehler
2. Statistische Fehler

Zu den systematischen Fehlern zählt auch die diskrete Erfassung von Meßwerten. Da man Daten nur mit einer endlichen zeitlichen Genauigkeit aufzeichnen kann, hat die Abtastrate einen wesentlichen Einfluß auf das Meßergebniss.

Neben diesen, rein meßtechnisch bestimmten Problemen steht man bei der Messung physikalischer Vorgänge aber noch einer anderen Schwierigkeit gegenüber. Prozesse in der Natur sind in den seltensten Fällen zeitunabhängig; Sie unterliegen in der Regel zeitabhängigen Schwankungen. Es stellt sich also die Frage, inwieweit die zeitlich veränderlichen Anteile eines Signals für den Meßauftrag von Relevanz sind oder nicht. Ist man an einer integralen Größe, z. B. dem Massenstrom, interessiert, kann man die hochfrequenten Anteile des Meßsignals vernachlässigen. Niederfrequente Anteile können in einer instationären Strömung aber sehr wohl relevant sein. Soll hingegen die Turbulenzstruktur einer Rohrströmung untersucht werden, sind die hochfrequenten Anteile von substantieller Bedeutung.

Aus den zuvor beschriebenen Gründen ergibt sich die Notwendigkeit die aufgezeichneten Rohdaten sorgfältig zu untersuchen und danach mit geeigneten Methoden aufzubereiten.

4.3.1 Analyse der Rohdaten

Eine statistische Auswertung der aufgenommenen Meßdaten ist nur sinnvoll, wenn eine stochastische Verteilung entsprechend der Normalverteilung nach Gauss vorliegt. Eine quantitative Beurteilung wurde mit Hilfe eines Summenhäufigkeitspapier und des χ^2 -Tests [39] durchgeführt. Bei der Überprüfung aller Meßgrößen zu Beginn der Messungen wurden keine signifikanten Abweichungen von der angenommenen Normalverteilung beobachtet. Als typisches Beispiel ist in Abb. 4.7 die Verteilung für den Normaldruck in Kessel 2 angegeben.

Zu den Einflüssen, die bei großen Zeitskalen auftreten können gehören in erster Linie Temperaturdrift und niederfrequente Druckschwankungen. Hinsichtlich der Temperatur sind keine großen Änderungen zu erwarten, da die thermische Trägheit der durchströmten Anlagenteile relativ hoch ist. Aufgrund der Versuchsanordnung ist eine gekoppelte Schwingung der Luftmassen in den beiden Kesseln aber nicht auszuschließen.

Zur Überprüfung der Temperaturdrift wurden mehrere Langzeitmessungen (ca. 30 min) bei unterschiedlichen Druckverhältnissen mit einer Samplingfrequenz von 2 Hz

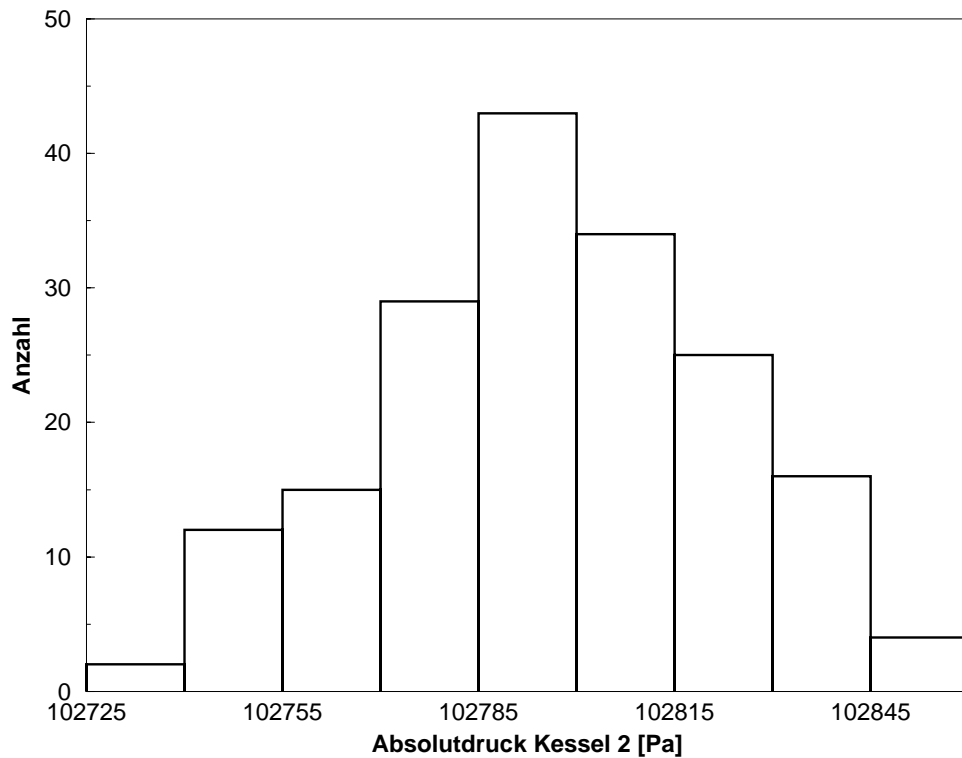


Abb. 4.7: Histogramm für Absolutdruck in Kessel 2 ($\Pi = 0.97$)

durchgeführt.

Die Temperaturdrift ist linear und beträgt $1K$ im Meßzeitraum von $2000s$. Sie kann daher vernachlässigt werden (Abb. 4.8). Der Absolutdruck in Kessel 2 wurde mit unterschiedlichen Abtastraten und Meßzeiten aufgenommen. Bei der Langzeitmessung (30 min) zeigte er einen nichtlinearen Verlauf (Abb. 4.9). Allerdings sind die Änderungen sehr gering. Zu Beginn der Messung liegt die Drift für ein Zeitfenster von 4 min bei ca. $0,1\%$ und damit in der Größenordnung der Genauigkeit der Druckmeßdosens. Mit zunehmender Betriebsdauer werden die Abweichungen deutlich geringer. Da die üblichen Meßzeiten bei ca. 3 min liegen, kann dieser Einfluß vernachlässigt werden.

Um eine Verfälschung der Meßergebnisse durch niederfrequente Schwankungen ausschließen zu können, wurden Messungen mit Abtastraten von $2 - 100\text{ Hz}$ durchgeführt. Die aufgenommenen Zeitsignale wurden zur Bestimmung ihres Frequenzinhalts in den Frequenzraum transformiert. Es konnten aber keine signifikanten Frequenzlinien identifiziert werden. Der gemessene Druck zeigt also unterhalb von 50 Hz kein periodisches Schwankungsverhalten.

Um Aliasing-Effekte erkennen zu können, wurden Messungen mit vier verschiedenen

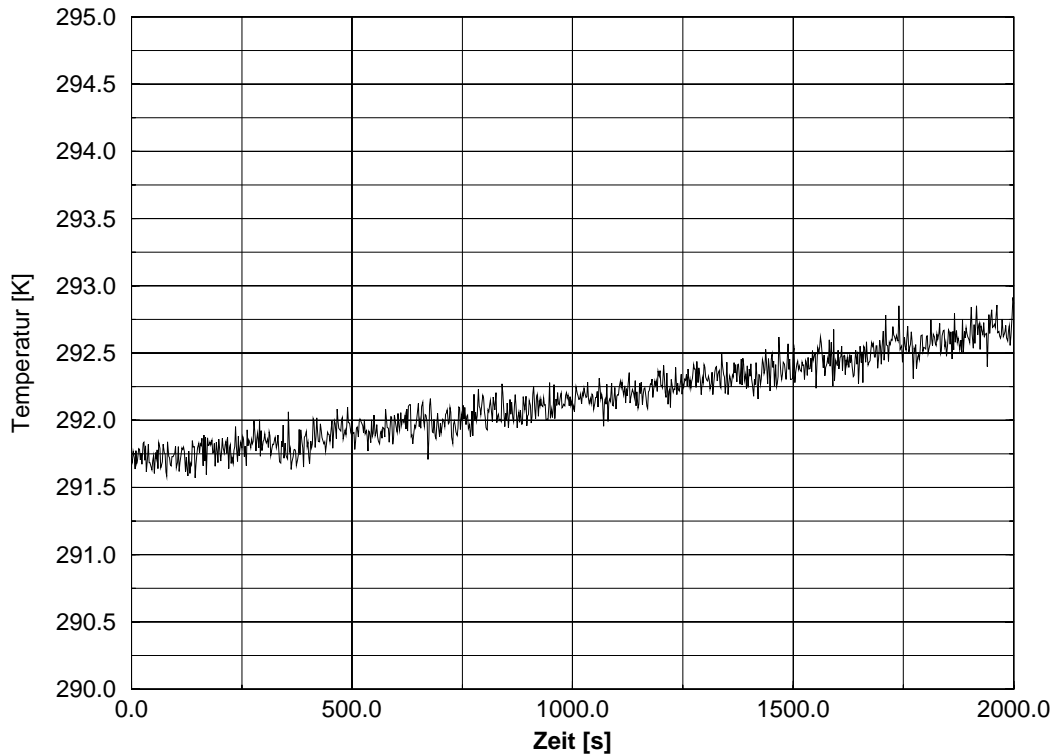


Abb. 4.8: Temperaturverlauf an der Blende ($\Pi = 0.89$)

Abtastraten durchgeführt (2 Hz, 5 Hz, 7 Hz und 13 Hz). Die berechneten Mittelwerte der Meßgrößen zeigten Abweichungen in der Größenordnung 0.1 %. Es kann also davon ausgegangen werden, daß dem Meßsignal keine nennenswerten, periodischen Schwingungen überlagert sind und der Strömungszustand als stationär betrachtet werden kann.

Für alle weiteren Messungen wurde mit einer Abtastrate von 2 Hz gearbeitet. Bei einer Meßzeit von $\approx 3 \text{ min}$ erhält man damit ca. 360 Werte. Dieser Datenumfang ist ausreichend für eine statistische Auswertung.

4.3.2 Statistische Größen

Die folgenden statistischen Größen werden unter Verwendung des im Rahmen der Arbeit entstandenen Auswertungsprogramms XEVAL [48] für jede Meßgröße berechnet: Kleinst- und Größtwert der Meßreihe

$$x_{\min} = \min(x_i) \quad \text{und} \quad x_{\max} = \max(x_i) \quad (4-37)$$

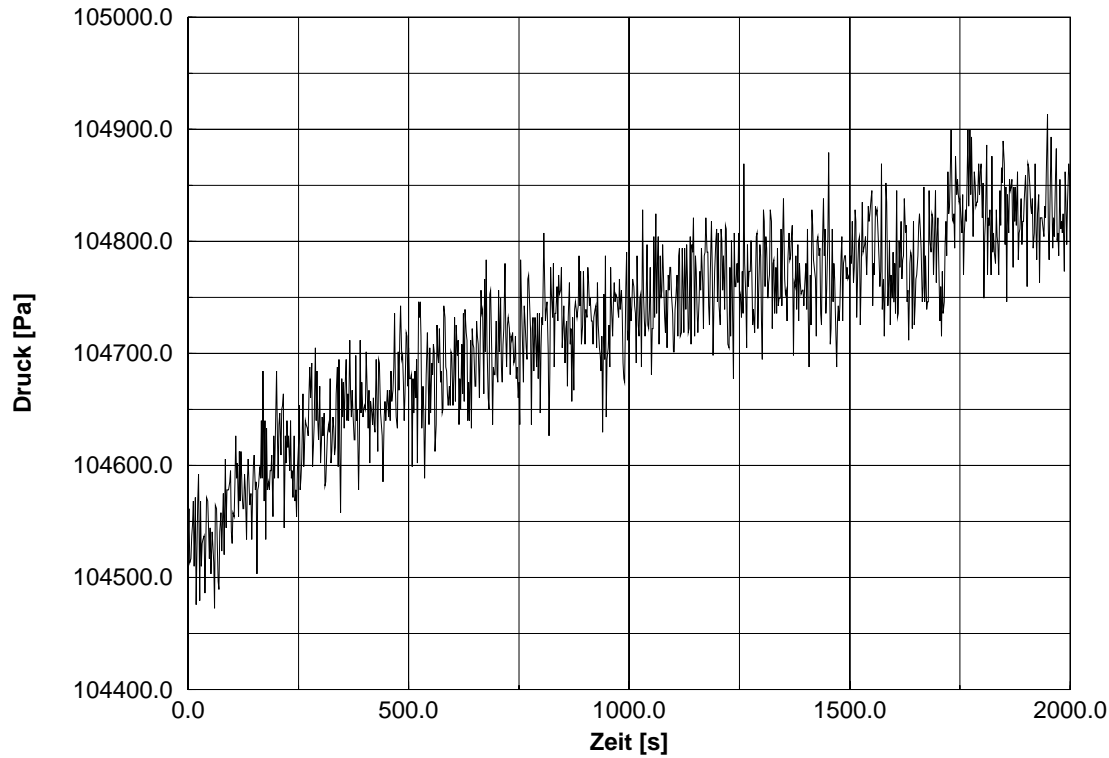


Abb. 4.9: Druckverlauf in Kessel 2 ($\Pi = 0.89$)

Arithmetischer Mittelwert

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \quad (4-38)$$

Standardabweichung

$$S = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \quad (4-39)$$

Vertrauensbereich für den Mittelwert

$$\bar{x} - t \frac{S}{\sqrt{n}} \leq \mu \leq \bar{x} + t \frac{S}{\sqrt{n}} \quad (4-40)$$

t ist, in Abhängigkeit von der Anzahl der Meßwerte n und der Wahrscheinlichkeit P dafür, daß der Mittelwert innerhalb der gegebenen Grenzen liegt, aus einer Tabelle der *Student-Verteilung* abzulesen. Bei einer Grundgesamtheit von $n = 360$ und einer Wahrscheinlichkeit von $P = 95\%$ kann $t = 1.96$ eingesetzt werden. Der Bereich, in dem der Erwartungswert μ mit einer Wahrscheinlichkeit von 95 % liegt ist dann:

$$u_z = \pm \frac{t}{\sqrt{n}} S \quad (4-41)$$

Meßwerte, die außerhalb dieses Bereiches liegen werden als sogenannte Ausreißer bezeichnet und gelöscht. Mit den verbleibenden Werten wird ein bereinigter Mittelwert und eine bereinigte Standardabweichung berechnet. Die Fehler der abgeleiteten Größen werden nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz von Gauss [39] berechnet. Der Fehler der gemessenen Drücke, Temperaturen und Kräfte liegt unter 0,5%. Der maximale Fehler des nach DIN 1952 berechneten Massenstromes liegt bei $\approx 5\%$.

4.4 Vergleich Experiment - Numerik am Referenzventil

Um die Abweichungen zwischen Experiment und Numerik zahlenmäßig erfassen zu können, wurden die einzelnen Kurven durch geeignete Polynome gefittet. Der Fehler wird als Abweichung der beiden Fitkurven voneinander angegeben.

Wie man in Abb. 4.10 erkennt, wird der Massenstrom für den Fall FL 0 durch die Simulationsrechnung sehr gut reproduziert. Lediglich bei kleinen Öffnungswinkeln werden die Abweichungen deutlich größer. Hier macht sich der geringe Druckunterschied ($\Delta P = 200 Pa$) am Boden bemerkbar. Auf Grund der daraus resultierenden geringen Strömungsgeschwindigkeiten führen kleine Fehler in der geometrischen Nachbildung des Originals und geringe Abweichungen von der 2D-Annahme zu signifikanten Abweichungen des berechneten Massenstroms. Im realen Ventil strömt Luft auch von den Seiten zu und führt an den Rahmenkanten zu Ablösungen, die in das Ventil hineinreichen und damit den Massenstrom verringern. Zum anderen ist die Winkelstellung der Klappen toleranzbehaftet. Schwankungen um bis zu $\pm 2,5^\circ$, die durch das Lagerpiel der Antriebskinematik und die Genauigkeit des Aktuators bedingt werden, sind möglich. Um wechselnde Einflußrichtungen bei den Messungen zu vermeiden, wurden alle Klappenpositionen grundsätzlich vom geschlossenen Zustand des Ventils aus angefahren. Mit größer werdenden Öffnungswinkeln nimmt dieser Einfluß stark ab, da Fehler in der Geometrie den Durchtrittsquerschnitt zunehmend weniger verändern.

Das Drehmoment zeigt hier deutlichere Abweichungen. In Abb. 4.11 ist zu erkennen, daß im Anstellwinkelbereich zwischen $\alpha_s = 20 \dots 50^\circ$ die experimentellen Werte durch die Simulation gut getroffen werden. In den Randbereichen unterhalb und oberhalb läßt die Übereinstimmung zwischen berechnetem und gemessenem Drehmoment nach. Auch die Messungen am Modell im Maßstab 1:2 weichen von denen im Maßstab 1:1 erhaltenen Werten ab. Da das Drehmoment durch die Druckverteilung auf der Klappe bestimmt wird, wurden zur Klärung der Abweichungen die Druckverläufe auf beiden Klappenflächen gemessen und mit den simulierten Daten verglichen. In den Abbil-

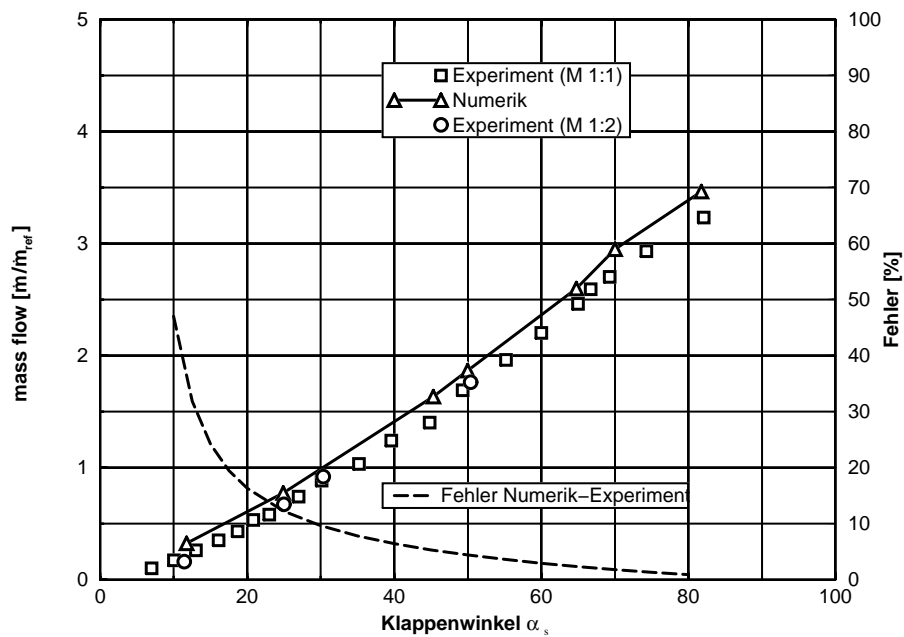


Abb. 4.10: Massenstrom Referenzventil FL 0

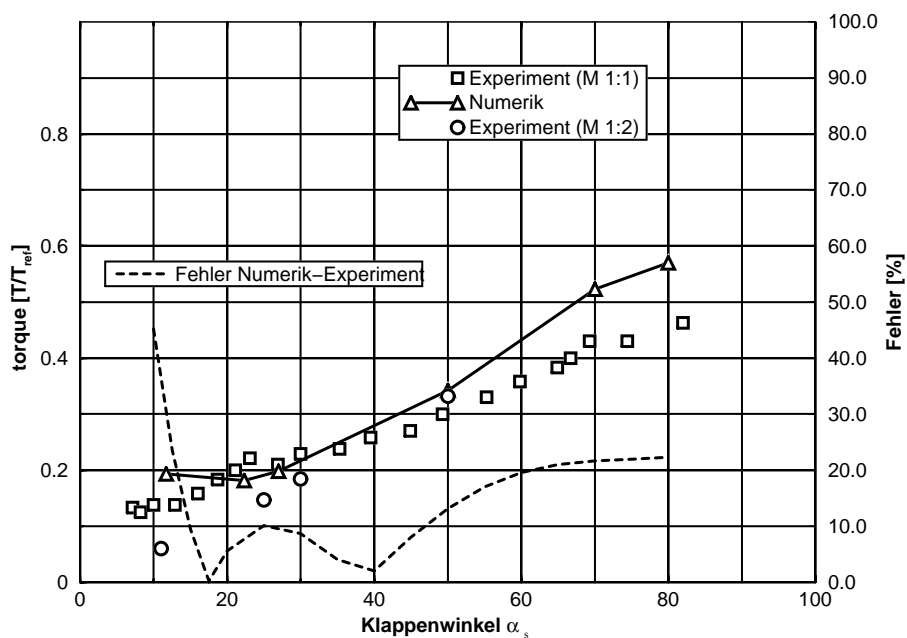


Abb. 4.11: Drehmoment Referenzventil FL 0

dungen 4.12 und 4.13 sind die gemessenen und berechneten Druckverläufe für einen Öffnungswinkel von $\alpha_s = 50^\circ$ dargestellt. Auf der Abszisse wurde die auf 1 normierte Länge der Klappe und auf der Ordinate die dimensionslose Druckverteilung aufgetragen. Bei beiden Klappen läuft s vom Rahmen zur Mitte des Ventils.

Die Abweichungen auf der linken Klappe liegen in der Größenordnung von 2 %. Auf der rechten Klappe liegen sie nur noch im Bereich von 1%. Allerdings ist die qualitative Übereinstimmung auf der linken Klappe deutlich schlechter als auf der rechten. Daraus folgt, daß die Berechnung der Druckverteilung relativ zuverlässig ist.

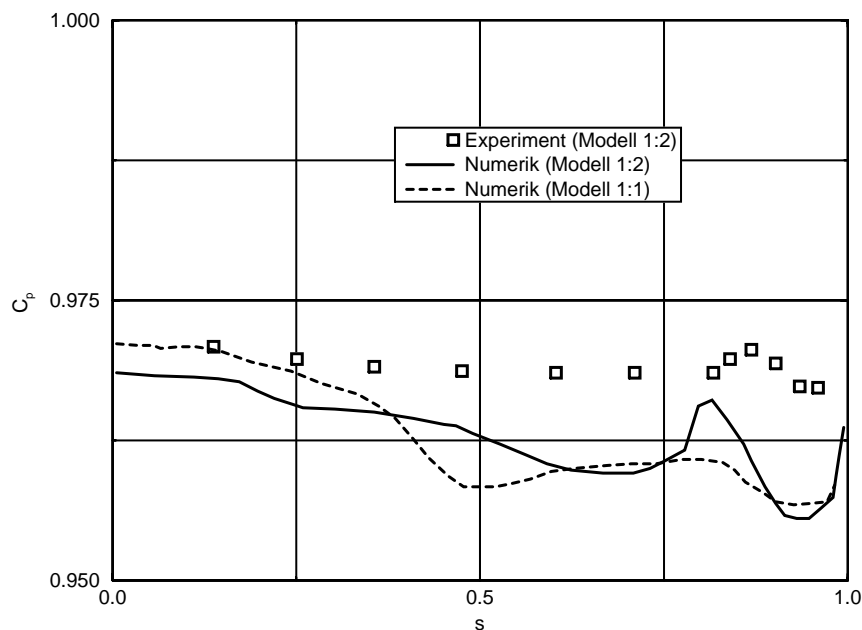


Abb. 4.12: Druckverteilung linke Klappe Referenzventil $\alpha_s = 50^\circ$

Um den Einfluß der Modellbildung auf die Berechnung der Druckverteilung zu bestimmen, wurde die beschriebenen Ergebnisse mit einem Modell im Maßstab 1:2 nachgerechnet. In Abb. 4.12 und 4.13 erkennt man, daß damit eine geringe Verbesserung der Übereinstimmung erzielt werden kann. Vermutlich liegt der Grund für die Abweichungen zwischen berechnetem und experimentell ermitteltem Drehmoment in der schwierigen Detaillmodellierung des Ventils. Im numerischen Modell mußte, aufgrund der 2D-Simulation, von einem konstanten Querschnitt in Breitenrichtung ausgegangen werden. Die reale Klappe hingegen ist noch mit Hebelarmen, Lageraugen und verschiedenen Absätzen versehen. An all diesen Stellen greifen Druckkräfte an und führen so zu den beobachteten Abweichungen. Hinzu kommen noch Reibungskräfte in den Lagern der Klappen. Das statische Haltemoment das hierdurch aufgebracht

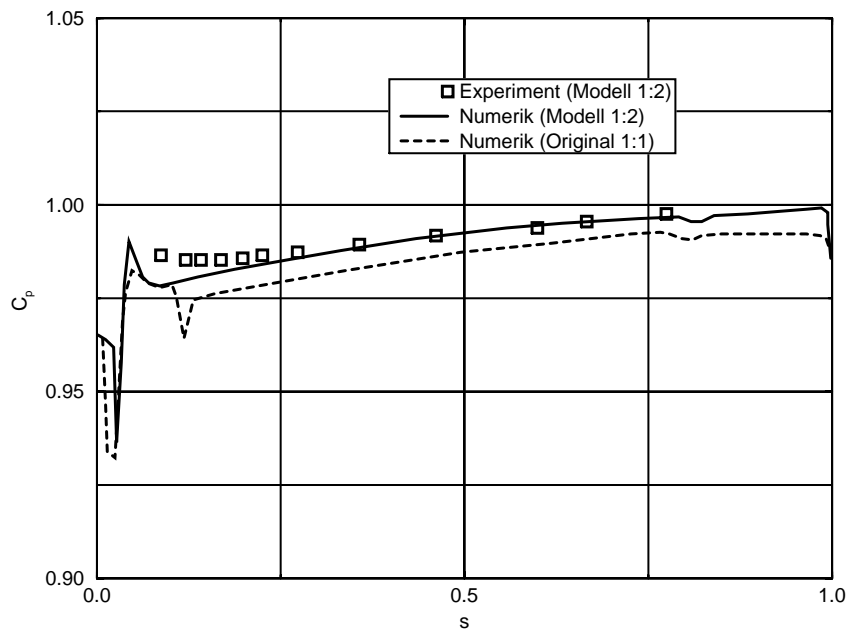


Abb. 4.13: Druckverteilung rechte Klappe Referenzventil $\alpha_s = 50^\circ$

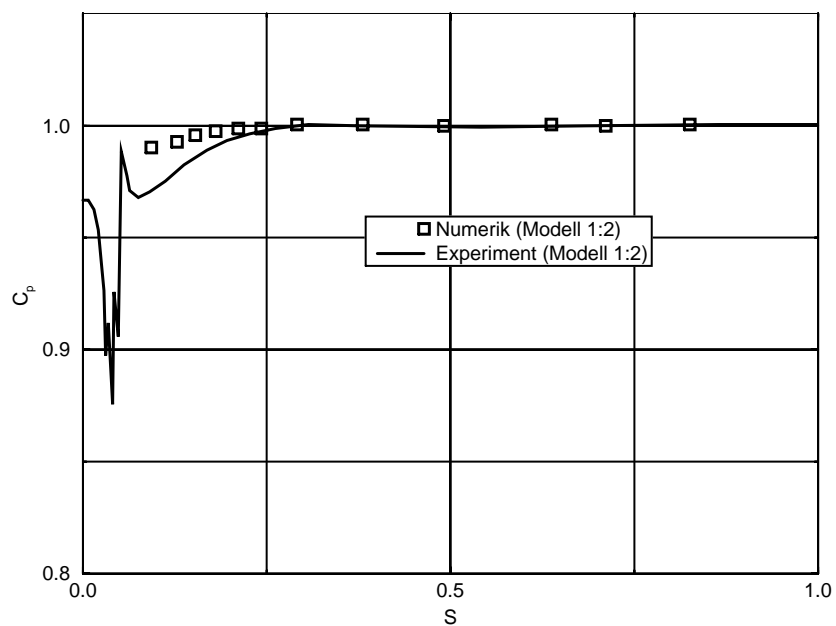


Abb. 4.14: Druckverteilung rechte Klappe Referenzventil $\alpha_s = 12^\circ$

wird und ca. $0,2T/T_{ref}$ beträgt, ist in den Meßwerten nicht enthalten. Es trägt dazu bei, daß die gemessenen Momente etwas unter den berechneten liegen.

Die Unterschiede zwischen dem TUD-Experiment und den externen Messungen können analog begründet werden. Im Modell wurden aus Festigkeitsgründen verschiedene Wandstärken, abweichend vom Verkleinerungsmaßstab, verändert, so daß das Modell nicht exakt geometrisch ähnlich zum Original ist. Darüber hinaus ist die Oberflächenqualität und Maßhaltigkeit der Lagerpunkte der Modellklappe schlecht. Die Position der Lager- und Anlenkpunkte weisen eine Toleranz von $\pm 1\text{ mm}$ auf. Damit ist die Winkeltreue zwischen Modell und Original nicht mehr gegeben, was stark zu den beobachteten Abweichungen beiträgt.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß bei der Berechnung der Drehmomente auf numerischem Weg sehr großer Wert auf eine detaillierte Modellierung aller geometrischen Eigenschaften gelegt werden muß.

Für den kompressiblen Fall wurden verschiedene Winkelstellungen im Bereich zwischen $\alpha_s = 11^\circ$ und $\alpha_s = 50^\circ$ berechnet. Es wurde das Druckverhältnis im Reiseflug bei 41000 ft gewählt. Auch hier kann die Übereinstimmung zwischen gemessenem und berechnetem Massenstrom als sehr gut bezeichnet werden (Abb. 4.15). Der Fehler bei geringen Öffnungswinkeln ist hier deutlich kleiner als im Bodenfall. Da das Druckverhältnis überkritisch ist, ist der geringste Querschnitt im Ventil bestimmend für den Massenstrom. Die Qualität der Nachbildung der Geometrie des übrigen Ventils ist daher nur von untergeordneter Bedeutung.

Die Abweichungen zwischen den gemessenen und berechneten Drehmomenten können im Fall transsonischer Durchströmung des Ventils durch einen weiteren Effekt erklärt werden (Abb.: 4.16). Bedingt durch die Ausbildung eines Stoßes auf der Außenseite des Ventils und der damit verbundenen, mehr oder weniger un stetigen Verteilung des Druckes, hängt das Drehmoment stark vom Druckverhältnis ab. Eine leichte Veränderung des Druckverhältnisses führt zu einer deutlichen Verschiebung der Stoßlage und damit auch zu einer Änderung des Drehmoments (Abb.: 4.17 und 4.18). Aber auch die Geometrie hat einen wesentlichen Einfluß auf die Lage des Stoßes. Bei kleinen Öffnungswinkeln ist die Stelle des engsten Querschnitts gut definiert. Dies äußert sich in den geringen Abweichungen im Bereich bis 20° Öffnungswinkel. Wird die Öffnung größer, ist die engste Stelle nicht immer ganz eindeutig und Abweichungen in der geometrischen Gestalt führen zu einer Vergrößerung des Fehlers. Hinzu kommt, daß zunehmend 3-dimensionale Effekte, die in der Simulation nicht berücksichtigt wurden, die Stoßlage beeinflussen. Da solche großen Öffnungswinkel bei diesen Druckverhältnissen in der Praxis nicht auftreten, ist die Genauigkeit der Simulation durchaus ausreichend.

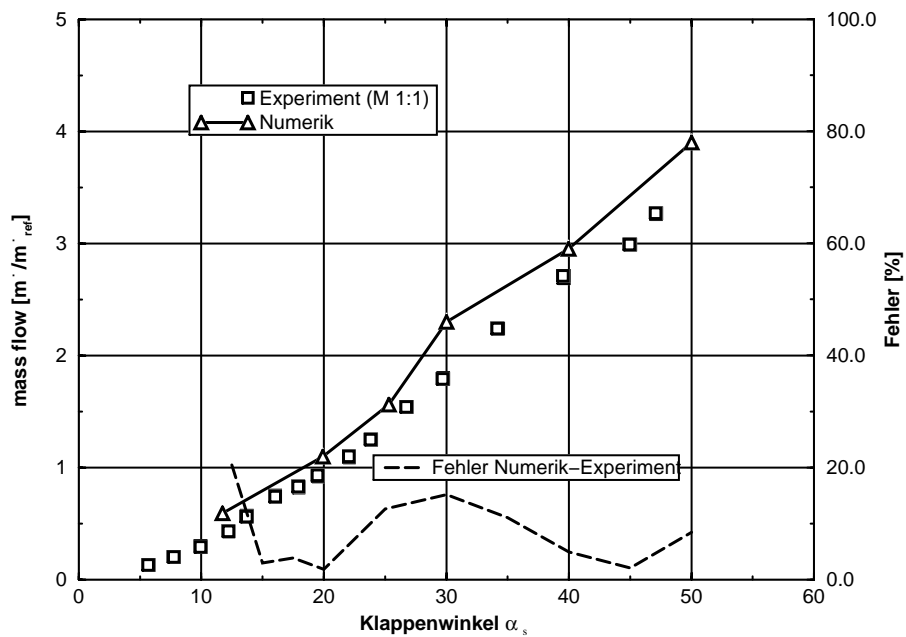


Abb. 4.15: Massenstrom Referenzventil FL 410

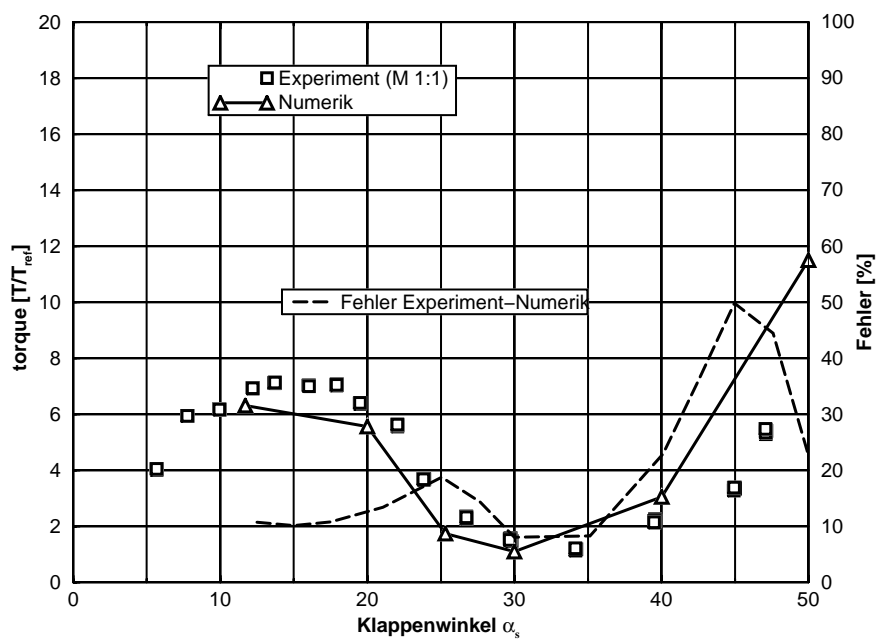


Abb. 4.16: Drehmoment Referenzventil FL 410

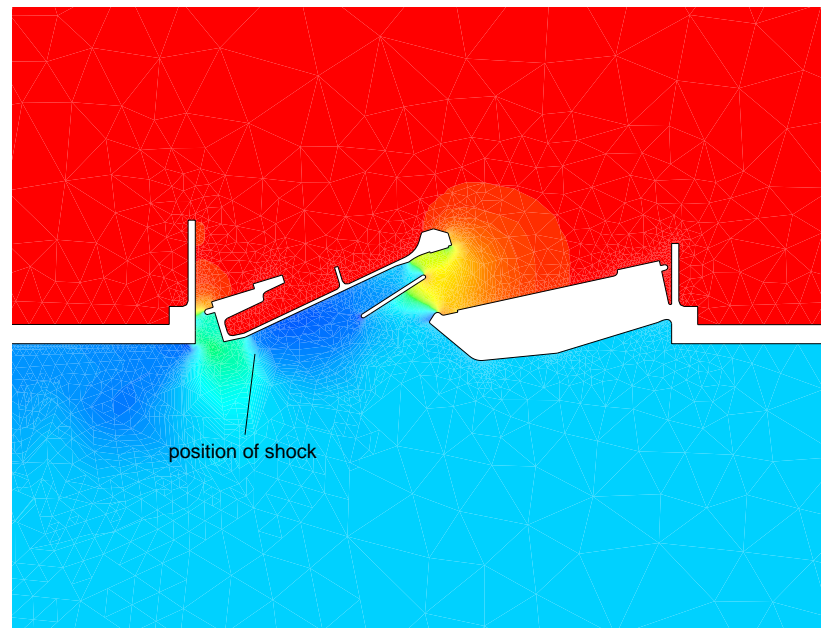


Abb. 4.17: Prinzipielle Druckverteilung bei $\Pi = 0,24$ und $\alpha_s = 25,3^\circ$

Wie erwartet hat das Druckverhältnis, wenn es überkritisch wird, keinen signifikanten Einfluß auf den Massenstrom. Mit Erreichen von $Ma = 1$ im engsten Querschnitt des Ventils, erreicht die Stromdichte ρu ihr Maximum ([37]). Das heißt der maximal mögliche Massenstrom ist erreicht (Abb.: 4.19).

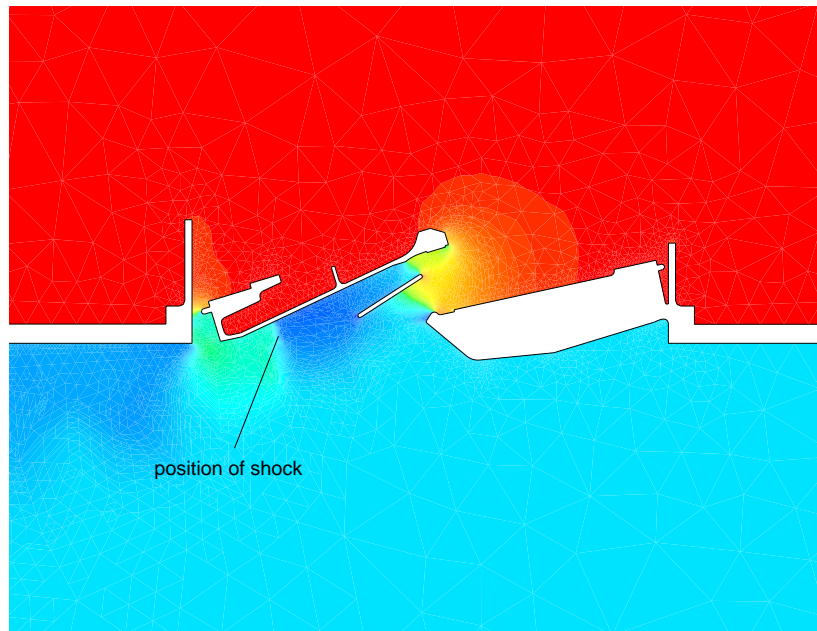


Abb. 4.18: Prinzipielle Druckverteilung bei $\Pi = 0,27$ und $\alpha_s = 25,3^\circ$

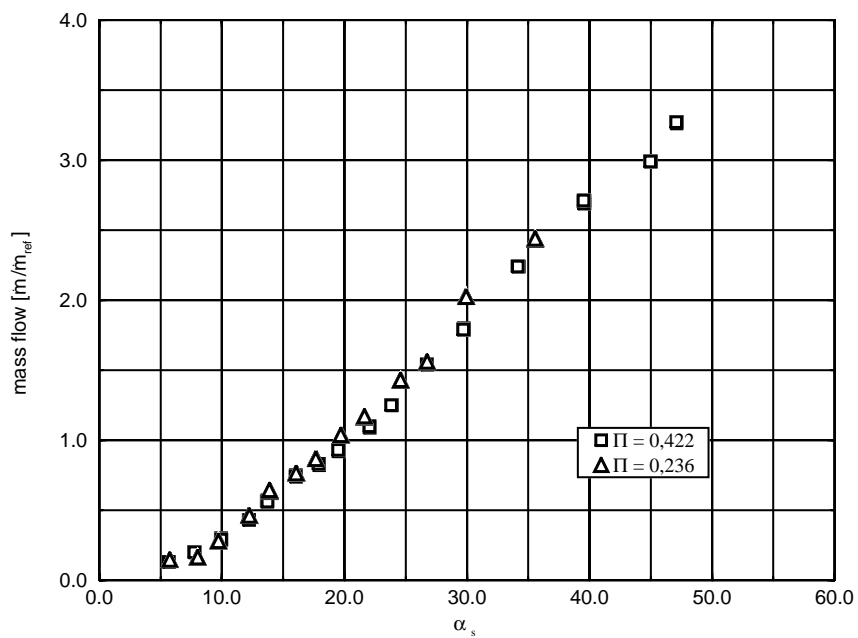


Abb. 4.19: Massenstrom bei überkritischen Druckverhältnissen

5 Optimierung eines Ventilentwurfs

Mit den bisher beschriebenen Untersuchungen konnte nachgewiesen werden, daß das eingesetzte Simulationsverfahren geeignet ist die komplexe Strömung durch ein Ventil zur Regelung des Kabinendrucks in Verkehrsflugzeugen ausreichend genau zu berechnen. In diesem Kapitel soll nun gezeigt werden, daß dieses Werkzeug auch zur Entwicklung und Optimierung neuer Ventile erfolgreich eingesetzt werden kann. Es sollen aber auch die Grenzen des Verfahrens an zwei Beispielen aufgezeigt werden.

5.1 Zielgrößen der Optimierung

Die Zielfunktion der Entwicklung setzt sich aus verschiedenen Parametern zusammen, die sich aus den Einsatzrandbedingungen des Ventils ergeben.

1. Massenstrom bei FL 0 (Ventil voll geöffnet)
2. Massenstrom bei FL 430 (Ventil fast geschlossen)
3. Minimierung der Ventilfläche
4. Schließendes Drehmoment an jeder Klappe
5. Kleinstmögliches Drehmoment am Antrieb des Verstellgetriebes
6. Maximaler Schubrückgewinn
7. Geringe Geräuschentwicklung

Die ersten beiden Forderungen ergeben sich aus dem Frischluftbedarf in der Kabine. Für den Fall, daß das Flugzeug am Boden steht, soll die Druckdifferenz zwischen Kabine und Umgebung möglichst gering sein. Um trotzdem einen ausreichende Frischluftversorgung sicherstellen zu können, muß die Austrittsöffnung am Rumpf relativ groß sein.

Im Reiseflug, wenn die Klappen fast geschlossen sind, muß immer noch eine gute

Regelbarkeit des Druckes in der Kabine gegeben sein. Das heißt, daß kleine Änderungen des Öffnungswinkels dürfen keine großen Druckschwankungen in der Kabine auslösen.

Die dritte Forderung steht in enger Verbindung mit der ersten. Da Öffnungen im Rumpf grundsätzlich ein Sicherheitsrisiko darstellen, sollten sie so klein wie möglich sein. Hier wird also ein Optimum zu finden sein.

Auch die vierte Forderung steht im Zusammenhang mit der Sicherheit des Systems. Sollte das Antriebsgestänge brechen, müssen die Klappen automatisch in die geschlossene Position fahren, um einen schlagartigen Druckabfall in der Kabine zu vermeiden. Die fünfte Forderung leitet sich aus dem Ziel einer möglichst leichten Konstruktion ab. Je geringer das Stellmoment, desto kleiner und leichter kann der Stellmotor ausgeführt werden. Auf diese Zielgröße wird im Rahmen der vorliegenden Arbeit nur am Rande eingegangen, da das Drehmoment am Stellmotor im wesentlichen durch die Gestaltung des Anlenkgetriebes bestimmt wird.

Die vorletzte Forderung zielt auf einen Energierückgewinn durch möglichst tangentiale Abströmung an der Klappe. Da die Frischluft der Verdichterstufe des Triebwerks entzogen wird, reduziert sich der Wirkungsgrad der Turbine. Wenn es gelingt, die Abluft tangential zum Rumpf mit hoher Geschwindigkeit auszublasen, kann durch den Impuls der ausströmenden Luft zusätzlicher Schub erzeugt und so der Verlust in gewissem Umfang ausgeglichen werden.

Die letzte Forderung kann im Rahmen dieser Arbeit nicht berücksichtigt werden. Es wird lediglich versucht, hohe Übergeschwindigkeiten und große Ablösegebiete zu vermeiden. Es wird erwartet, daß dadurch eine höherfrequente (im hörbaren Frequenzbereich) Anregung von Schwingungen der Strömung und der Struktur vermieden wird.

5.2 Optimierungsschritte

In den folgenden Abschnitten wird die Vorgehensweise bei der Optimierung für jede Komponente einzeln erläutert. Die sich aus den Verbesserungen ergebenden Konsequenzen werden im Abschnitt 5.2.6 näher erläutert.

Als Startgeometrie diente ein grober Entwurf, der auf der Grundlage der bisherigen Untersuchungen konstruiert wurde. Die Idee hierbei war, die beiden Ventilkappen in der Nähe ihres jeweiligen Druckpunktes zu lagern. Damit sollte die Forderung nach einem möglichst kleinen Antriebsmoment erfüllt werden. Darüberhinaus hat man bei diesem Ansatz auch die Möglichkeit, ein schließendes Drehmoment auf den einzelnen Ventilkappen, durch horizontales Verschieben der Lagerungspunkte, zu erreichen. Die notwendige Ventilfläche wurde hierbei, unter der Voraussetzung gleich guter Durchströmung, mit Hilfe des discharge coefficient c_d (siehe Gleichungen 3-4, 3-5 und 3-6)

des Referenzventils abgeschätzt.

Die hiermit erzielten Ergebnisse wurden später als Referenz zur Beurteilung der vorgenommenen Modifikationen verwendet. Das Ventil wurde zunächst mit den angenommenen Abmessungen optimiert und am Schluß so skaliert, daß der geforderte Massenstrom erreicht wird.

Die unterschiedlichen Varianten sind im Anhang A in den Abbildungen A.1 - A.13 abgebildet. Die jeweiligen Ergebnisse der Strömungssimulation sind in Tabelle 5.2 (S. 77) zusammengefaßt.

Ausgehend von der Randbedingung: *Maximaler Massenstrom bei minimalem Öffnungsquerschnitt* wurde als Ausgangspunkt für die Optimierung der Bodenfall (FL 0) ausgewählt. Unter diesen Betriebsbedingungen ist das Ventil voll geöffnet, es herrscht ein Druckverhältnis nahe $\Pi = 1$ und es wird der maximal geforderte Massenstrom durchgesetzt. Damit ist dieser Betriebszustand bestimmend für die maximalen Abmessungen des Ventils.

Um den Einfluß der unterschiedlichen Variationsmöglichkeiten auf Massenstrom und Drehmoment bewerten zu können, wurde die Geometrie des Rahmens und der Klappe zunächst unabhängig voneinander verändert. Nach mehreren Rechnungen mit verschiedenen Konfigurationen wurde die geeignetste Kombination aus Rahmen- und Klappen geometrie ausgewählt. Zu dieser Kombination wurden dann weitere Rechnungen mit unterschiedlicher Anordnung der Lagerpunkte durchgeführt, um das geforderte Drehmoment einzustellen.

5.2.1 Rahmengestaltung

Da sich bei der Referenzrechnung mit der Ausgangsgeometrie, wie erwartet, im Bereich des Rahmens große Ablösegebiete eingestellt hatten (Abb. 5.1), wurde zunächst die Ausformung des Rahmens bearbeitet. Insbesondere der Steg auf der linken Rahmenseite erzeugt, wegen der scharfen Umlenkung und des großen Abstands zur Klappe, in der Ventilöffnung eine große Ablöseblase, die zu einer deutlichen Reduzierung des möglichen Massenstromes führt. Durch eine Erhöhung und Krümmung des Rahmens kann eine im unteren Teil anliegende Strömung erzielt werden (Abb. 5.2). Damit erhöht sich der Massenstrom um 10 % gegenüber der Referenzrechnung.

Da dieser Rahmen bis über die Oberkante der linken Klappe hinaus reicht, wird auch die Strömung zwischen den beiden Klappe stark beeinflusst. Der Rahmen führt zu einer steileren Anströmung an der Spitze der linken Klappe, wodurch die hohen Übergeschwindigkeiten im Vergleich zur Referenzkonfiguration um 75 % verringert werden. Allerdings wurde durch diese Maßnahme auch die Druckverteilung auf der

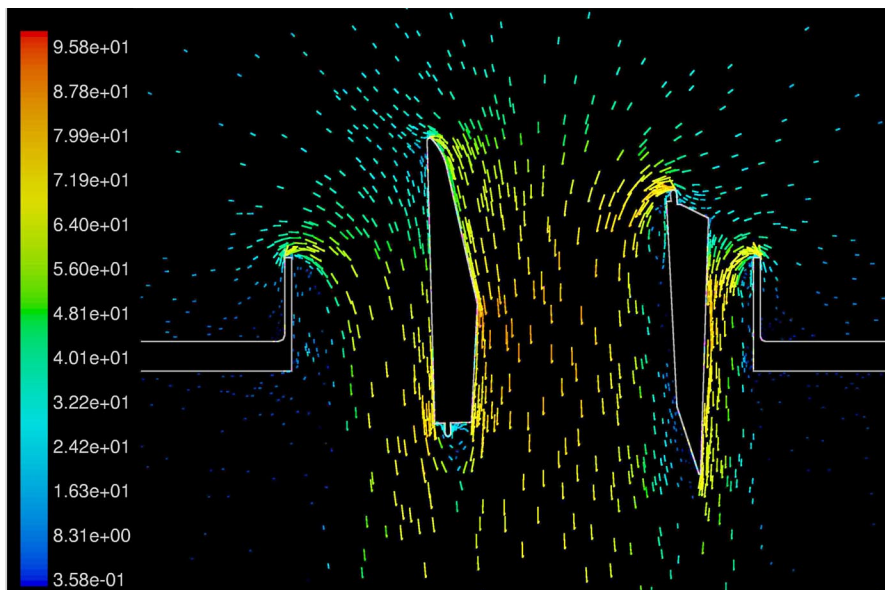


Abb. 5.1: LG Ausgangskonfiguration (Geschwindigkeitsvektoren [m/s^2])

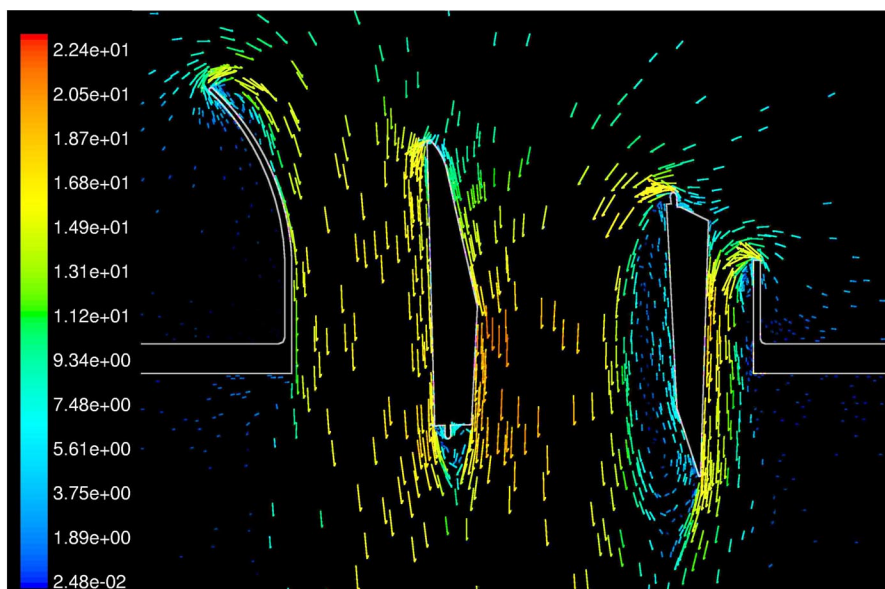


Abb. 5.2: LG Variante 1 (Geschwindigkeitsvektoren [m/s^2])

Klappe verändert. Aus dem schließenden Moment der linken Klappe der Ausgangskonfiguration wurde ein gleich großes öffnendes Moment. Das öffnende Moment der rechten Klappe der Ausgangskonfiguration wurde gleichzeitig deutlich verringert.

Diese erste Variante zeigt schon, daß die Ausformung des Rahmens einen sehr wesentlichen Einfluß auf die Eigenschaften des Ventils haben würde.

Um auf der linken Klappe wieder ein schließendes Moment zu erhalten, wurde in der nächsten Rechnung die Rahmenhöhe wieder etwas verringert und die gleiche Geometrie auf der rechten Seite eingesetzt (Abb. A.3). Hierdurch konnte der Massenstrom noch einmal um 10 % vergrößert werden und die Drehmomente an beiden Klappen verschoben sich wieder in Richtung Ausgangskonfiguration.

Zwei weitere Simulationsrechnungen mit Modifikationen an der Rahmenkontur zeigten, daß weitere Optimierung ohne Berücksichtigung der übrigen Komponenten (Klappen, Spante) nicht sinnvoll sein würden.

Für die Optimierung der Klappengeometrie wurde Variante 3, als Mittelweg zwischen hohem Massenstrom und schließendem Moment, ausgewählt. In Abbildung 5.3 ist das Geschwindigkeitsfeld dargestellt. Man erkennt, daß die Umströmung des Rahmens noch nicht optimal gestaltet ist. In einer späteren Variante wird der Rahmen bis zur Unterseite mit einer düsenförmigen Geometrie ausgestattet.

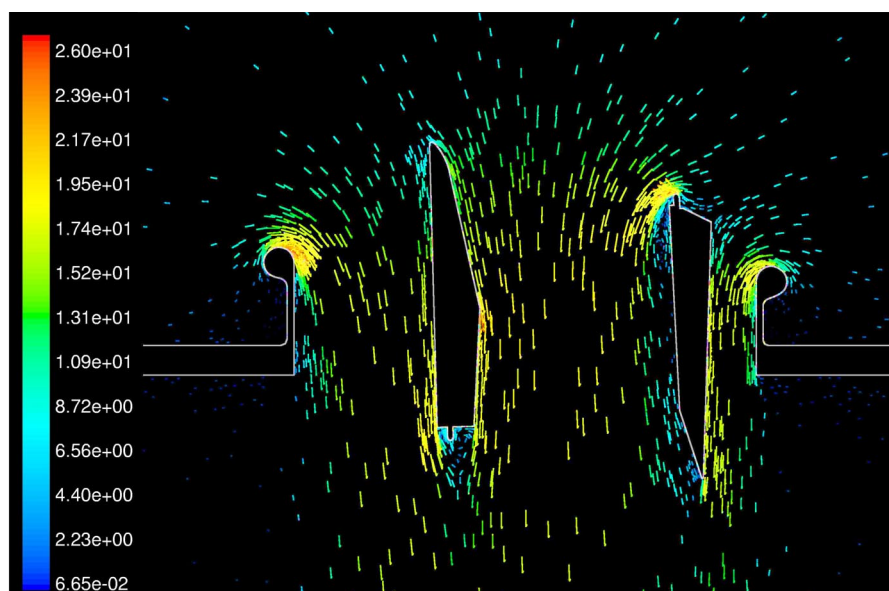


Abb. 5.3: LG Variante 3 (Geschwindigkeitsvektoren [m/s^2])

5.2.2 Klappengeometrie

Im Folgenden soll der Einfluß der Klappengeometrie auf die Strömung untersucht werden. Die verschiedenen Varianten sind in den Abbildungen A.6 - A.8 zu finden.

Bei den Untersuchungen zu den Auswirkungen der Klappengeometrie auf den Massenstrom stellte sich heraus, daß ihr Einfluß relativ gering ist. Der wesentliche Nachteil dieses Ventilentwurfs ist die teilweise Versperrung der Durchtrittsfläche im voll geöffneten Zustand. Das heißt, daß die Klappen im Idealfall eine möglichst geringe Profildicke aufweisen müssen. Der Optimierung in dieser Richtung sind allerdings enge Grenzen gesteckt, da die strukturelle Steifigkeit, bedingt durch die hohen Drucklasten, nicht zu stark reduziert werden darf.

Um den Massenstrom zu erhöhen wurde bei Variante 5 (Abb. A.6) versucht, die linke Klappe nach oben aus dem durchströmten Querschnitt heraus und etwas nach rechts zu versetzen. Die Überlegung, daß dadurch der durchströmte Querschnitt vergrößert würde stellte sich als Fehler heraus. Da die Strömung zwischen linkem Rahmen und linker Klappe weniger gut geführt wird, verringerte sich bei dieser Konfiguration sogar der Massenstrom gegenüber dem Ausgangszustand.

Durch Verringerung der Klappendicke konnte der Massenstrom um etwa 4% gesteigert werden (Variante 6 Abb. A.7). Aus den oben bereits geschilderten Gründen ist diese Optimierungsrichtung aber nicht zielführend.

Mit Variante 7 (Abb. A.8) wurde versucht, das schließende Drehmoment auf der linken Klappe zu vergrößern und gleichzeitig die rechte Klappe so zu formen, daß in Reiseflugstellung eine stärkere konvergent-divergente Düse entsteht. Durch die Aufdickung der linken Klappe auf der Innenseite konnte ein Düseneffekt mit Druckabfall im unteren Teil der Klappe erreicht werden. Dies führte zu der gewünschten Verstärkung des schließenden Momentes. Die Modifikation der rechten Klappe wurde wieder fallengelassen, da durch eine weitere Aufdickung der linken Klappe, diesmal an der Außenseite, die gewünschte konvergent-divergente Kontur mit tangentialem Übergang zur Außenhaut des Flugzeugs strömungsmechanisch günstiger realisiert werden konnte (Abb. A.9). Gleichzeitig wurde die Rundung an der Rahmenoberkante in einem langen Bogen bis zur Unterkante des Ventils erweitert. Die hiermit erzielte Massenstromzunahme beträgt 21%. Nennenswerte Verbesserungen sind nur noch durch Berücksichtigung und Gestaltung der umgebenden Struktur zu erwarten.

5.2.3 Ventiloptimierung

Aufbauend auf den Erkenntnissen aus den Untersuchungen der Klappen und des Rahmens wird im nächsten Schritt eine optimierte Rahmenkontur mit einer Klappenkontur kombiniert und eingehender analysiert. Für diese abschließende Optimierung ist es notwendig, den Flugzeugrumpf in der näheren Umgebung des Ventils mit in die

Simulation einzubeziehen. Insbesondere die Spante zwischen denen das Ventil liegt beeinflussen die Zuströmung zum Ventil sehr günstig. Es zeigte sich, daß hierdurch noch einmal eine Steigerung des Massenstromes um 8 % erzielt werden kann. Der Grund für diese weitere Verbesserung liegt in der kanalisierenden Wirkung der Spante. Die Zuströmung erfolgt jetzt nicht mehr gleichmäßig von allen Seiten, was zu scharfen Umlenkungen im Bereich der Klappe führt, sondern eher von oben, so daß im Bereich der Rahmenoberkante und der Klappenenden kaum noch Ablöseerscheinungen zu beobachten sind (Abb. 5.4).

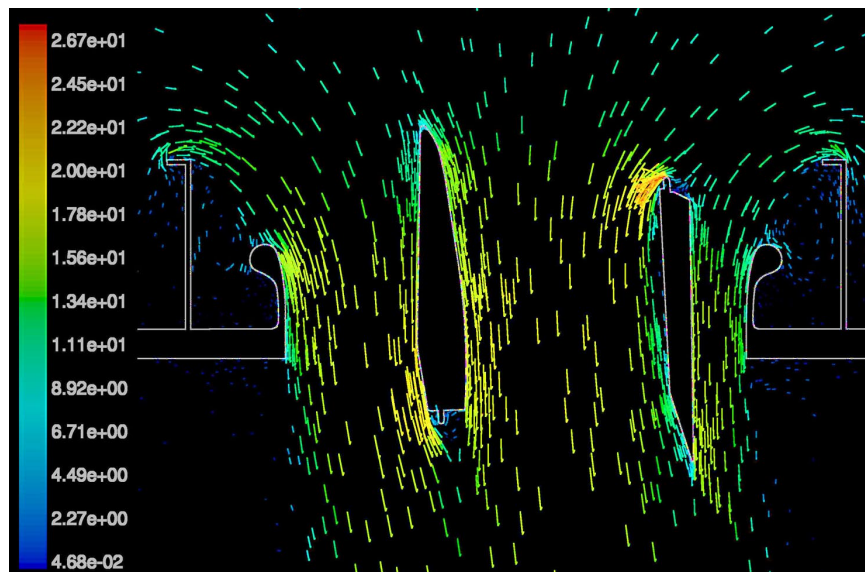


Abb. 5.4: LG Variante 9 (Geschwindigkeitsvektoren [m/s^2])

Der Einfluß der direkten Umgebung des Ventils darf also bei der Optimierung auf keinen Fall vernachlässigt werden. Der Vergleich zwischen Variante 9 (Abb. A.10) und Variante 10 (Abb. A.11) soll dies verdeutlichen. In beiden Fällen ist die Klappegeometrie und die Lage der Spante gleich. Der Unterschied zwischen beiden Konfigurationen besteht lediglich in der Gestaltung der Rahmenkante. Variante 10 - ohne profilierte Kante, aber mit Spanten - führt zu einer Erhöhung des Massenstromes um ca. 23% gegenüber der Ausgangskonfiguration. Eine zusätzliche Profilierung der Ventiloberkante, wie in Variante 9 steigert den durchgesetzten Massenstrom noch einmal um ca. 7%. Der Vergleich zeigt, daß 3/4 des Optimierungspotenzials aus der Wirkung der Spante resultieren.

Eine weitere, geringfügige Verbesserung des Massendurchsatzes konnte noch durch den Wegfall der Dichtung an der Hinterkante der rechten Klappe erreicht werden.

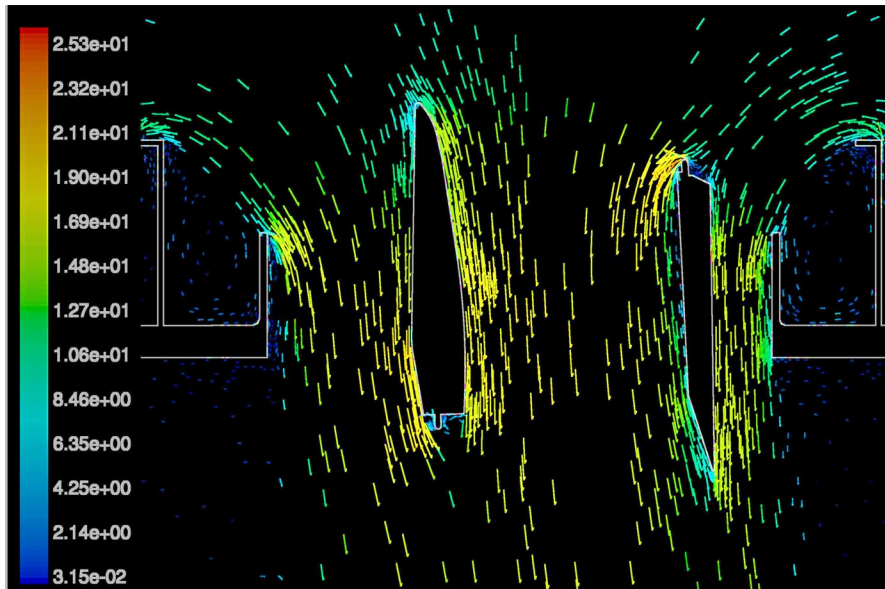


Abb. 5.5: LG Variante 10 (Geschwindigkeitsvektoren [m/s^2])

Die abgerundete Ausführung der Hinterkante verringert das Problem der Strömungsablösung in diesem Bereich erheblich (Abb. A.12). Hier wäre ein neues Dichtungskonzept, eventuell in Form einer abgerundeten Hinterkante, in Betracht zu ziehen.

Da das Moment der rechten Klappe immer noch öffnend ist, wurde der Drehpunkt weiter nach unten verschoben. Damit konnte die Wirkung der seitlichen Zuströmung auf die Klappe bis zu einem Moment von nahezu 0 reduziert werden (Abb.: A.13).

5.2.4 Reiseflugkonfiguration

Das bisher Gesagte bezog sich im wesentlichen auf den Betrieb des Ventils am Boden und im voll geöffneten Zustand. Da sich im Reiseflug ein überkritisches Druckverhältnis im Ventil einstellt d. h. $\Pi < 0.52$, ist in diesem Betriebszustand nicht mehr die Geometrie des Zuström- oder Abströmbereichs für den erreichten Massenstrom verantwortlich sondern lediglich die geometrische Durchtrittsfläche zwischen den beiden Klappen. Hinsichtlich des Massenstroms hat es daher wenig Sinn an der Ventilgeometrie im Ausströmbereich zu arbeiten. Allerdings kann durch geeignete Gestaltung des durchströmten Querschnitts (Lavaldüse) die maximal erreichbare Endgeschwindigkeit der austretenden Luft und damit der Schubrückgewinn um $\approx 2\%$ gesteigert werden. Der zusätzliche Schubrückgewinn durch diese Maßnahme ist also eher gering. Auf eine möglichst tangential Abströmung in Reiseflugstellung wurde bereits bei der Optimierung der Klappen geometrie geachtet. In Abb. 5.6 ist eine solche Möglichkeit

abgebildet.

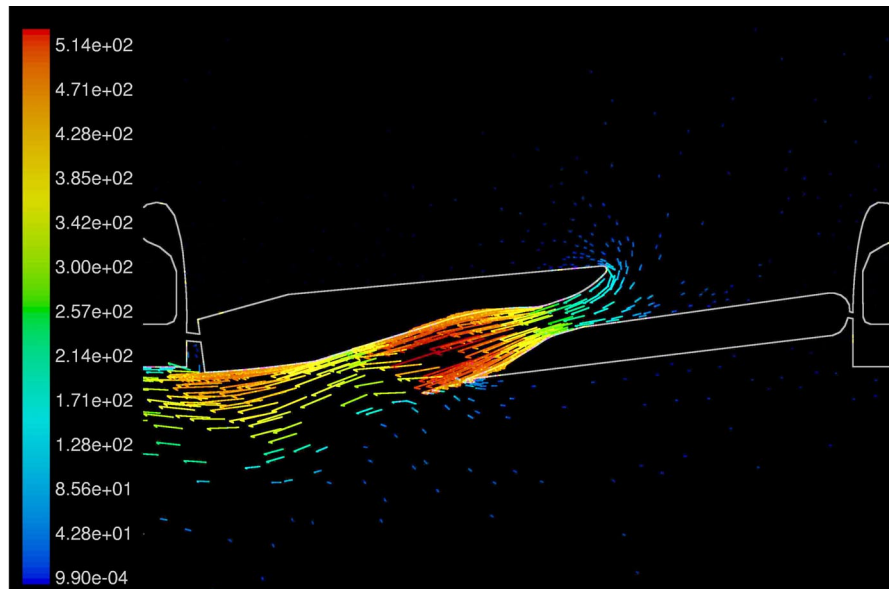


Abb. 5.6: LG mit Lavaldüsenkontur Öffnungswinkel 6° (Geschwindigkeitsvektoren [m/s^2])

Da die vorliegende Ventilkonfiguration keine flexible Geometrie erlaubt, eine Anpassung der Düsenkontur an den jeweiligen Betriebszustand also nicht möglich ist, muß man sich bei der Auslegung auf einen mittleren Betriebszustand festlegen und Verluste bei Abweichungen von diesem Betriebspunkt akzeptieren. Ein weiteres technisches Problem stellt die Frage der Dichtung im Bereich der Düse für den vollständig geschlossenen Fall dar. Da die technischen Schwierigkeiten den strömungsmechanischen Nutzen bei weitem überwiegen, wurden in dieser Richtung keine weiteren Untersuchungen angestellt.

Das weitaus praxisnähere Problem in der Reiseflugkonfiguration stellt jedoch die Forderung nach einem schließenden Moment für jede Klappen einzeln dar. Da sich bei der gegebenen Antriebskinematik die beiden Einzelmomente addieren, erreicht man unter Umständen sehr schnell hohe Drehmomente, die die Leistungsgrenze der bisher eingesetzten Antriebseinheit überschreiten. Um die Kräfte klein zu halten, ist es notwendig, die Klappen im Schwerpunkt der angreifenden Kräfte zu lagern. Da es aus Gründen der komplexen Umströmung der Ventilkappen nicht möglich ist diesen Schwerpunkt über einen weiten Verstellbereich konstant zu halten, wird der Druckpunkt relativ zum Drehpunkt wandern. Am Beispiel des Referenzventils wurde schon gezeigt, daß geringe Änderungen des Anstellwinkels eine Verschiebung der Stoßlage und damit des Druckpunkts bewirken. Diese Verschiebung des Druckpunkts hat, da

die Last auf den Klappen sehr hoch ist, einen starken Anstieg des Drehmoments zur Folge. Die Berechnung des Drehmoments zeigte, daß eine Veränderung des Klappenwinkels von 2° das Moment bereits verdoppelt.

Für die experimentellen Untersuchungen am Modell im Maßstab 1:2 wurden die Lagerpunkte so gewählt, daß in Reiseflugkonfiguration beide Klappen um jeweils 6° gedreht sind, ein schließendes Moment aufweisen und das Gesamtmoment bei ca. 9 Nm liegt (Tab.: 5.1).

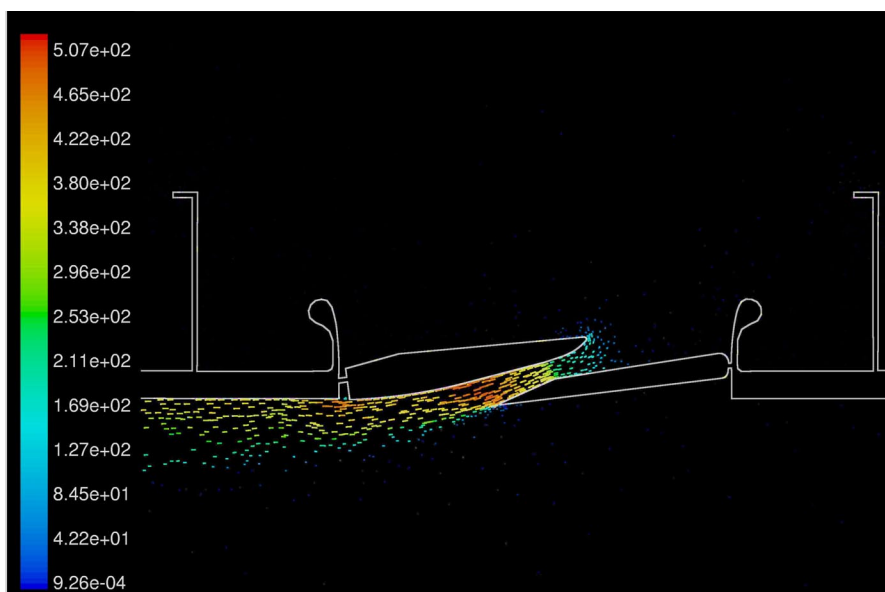


Abb. 5.7: Optimiertes Louvered Gate Öffnungswinkel 6° (Geschwindigkeitsvektoren $[m/s^2]$)

5.2.5 Schubrückgewinn

Der potentielle Schubrückgewinn setzt sich aus mittlerer Geschwindigkeit am Düsenaustritt und Massenstrom zusammen. Da der Massenstrom als Zielgröße vorgegeben ist, kann man hier nur über Ausströmgeschwindigkeit und Ausströmwinkel Einfluß nehmen.

Um eine möglichst hohe Geschwindigkeit zu erreichen, wurde eine konvergent-divergente Düse entworfen, die die Strömung in den Überschall hinein beschleunigt. Versuche mit einer speziell ausgelegten Lavaldüse führten zu keinen nennenswerten Verbesserungen. Zu bedenken ist hierbei außerdem, daß das Ventil im Betrieb ständig nachgeregelt

wird, so daß man sich in den seltensten Fällen im Auslegungspunkt befinden wird. Wichtiger ist eine möglichst tangentiale Strömung, da nur der Anteil des Impulses, der in Flugrichtung wirkt, zum Schubrückgewinn beiträgt. Dies konnte durch eine gleichmäßig gekrümmte Oberfläche an der linken Klappenunterseite, die tangential in die Kontur der Außenhaut übergeht, erreicht werden. Der Impuls und damit der Schub der austretenden Abluft läßt sich folgendermaßen berechnen:

$$S_{eff} = \bar{u} \cdot \dot{m} \cdot \cos(\alpha) \quad (5-1)$$

Hier ist \bar{u} die mittlere Geschwindigkeit am Austritt, \dot{m} der austretende Massenstrom und α der Winkel zwischen austretendem Luftstrom und Flugzeugaußenhaut.

Geht man vom typischen Reiseflugzustand eines der optimierten Ventile aus, beträgt der Schubrückgewinn pro Ventil ca. $S_{eff} \approx 670N$.

$$\begin{aligned} \bar{u} &= 470 \frac{m}{s} \\ \dot{m} &= 1,6 \frac{kg}{s} \\ \alpha &= 26^\circ \\ \Rightarrow S_{eff} &= 676 N \end{aligned}$$

Bei einer Gesamtschubkraft von ca. 400 kN beträgt der Schubrückgewinn etwa 0,7% des Reiseflugwiderstands und ist damit eine durchaus zu berücksichtigende Größe. Über den reinen Effekt des Impulses hinaus wäre auch eine gezielte Beeinflussung der Grenzschicht an kritischen Stellen denkbar. Das mögliche Potential einer solchen Grenzschichtauffrischung ist sicherlich eine Untersuchung wert, wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit aber nicht weiter betrachtet.

5.2.6 Auswertung

Wie schon in Abschnitt 5.2 auf Seite 66 erwähnt, wurde als Ausgangskonfiguration der Bodenfall ausgewählt. Durch Änderungen an Rahmen und Klappen konnte der Durchflußkoeffizient von $c_d = 0,608$ auf $c_d = 0,813$ erhöht werden. Im Vergleich zum Referenzventil mit $c_d = 0.55$ bedeutet dies eine Verbesserung um ca. 48%.

Man hat daher die Möglichkeit, das Ventil wesentlich kleiner zu bauen. In diesem Zusammenhang stellt sich aber die Frage, welche der beiden Seiten sinnvollerweise zu verkürzen ist. Eine Simulationsrechnung in Reiseflugkonfiguration gibt hier die Antwort.

Sind die Klappen fast vollständig geschlossen (Öffnungswinkel ca. 6°), wird der maximal geforderte Frischluftdurchsatz nur geringfügig überschritten. Das bedeutet, daß

die Klappenbreite (Abmessung senkrecht zur Längsachse des Flugzeugs) nur wenig verringert werden darf. Eine Verkleinerung der Klappenlänge (Abmessung parallel zur Längsachse des Flugzeugs) hingegen hat auf den Massenstrom keinen Einfluß. Dementsprechend wurde die Breite des Ventils um 2% und die Länge um 18% verringert.

Drei abschließende Rechnungen zeigten, daß die skalierte Geometrie die Anforderungen an den Massenstrom erfüllt.

Aufgeführt sind Massenstrom, Drehmoment an der linken Klappe, Drehmoment an

Öffnungswinkel	90° FL 0	6° FL 410	8° FL 410
\dot{m} [kg/s]	2,65	1,21	1,63
$M_{Kl.links}$ [Nm]	0,336	9,0	2,86
$M_{Kl.rechts}$ [Nm]	-0,21	8,52	5,84
M_{gesamt}	0,126	17,52	8,7

Tab. 5.1: Zusammenfassung Ergebnisse *LG*

der rechten Klappe und das Netto-Drehmoment. Negative Drehmomente bezeichnen ein schließendes Moment.

In den folgenden Tabellen sind die Randbedingungen (Tab. 5.3) und die Ergebnisse (Massenstrom und Drehmoment) zu jeder Rechnung dokumentiert (Tab. 5.2).

Variante	Massenstrom $\left[\frac{\dot{m}}{\dot{m}_{ref}}\right]$	Drehmoment (links) $\left[\frac{M}{M_{ref}}\right]$	Drehmoment (rechts) $\left[\frac{M}{M_{ref}}\right]$	Gesamt- moment $\left[\frac{M}{M_{ref}}\right]$
Variante 0	1,000	1,000	-1,000	1
Variante 1	1,098	-0,859	-0,342	-4,721
Variante 2	1,208	0,229	-0,75	-1,442
Variante 3	1,179	0,713	-1,059	-0,395
Variante 4	1,146	0,877	-1,076	0,238
Variante 5	0,967	0,711	-1,099	-0,531
Variante 6	1,042	1,323	-1,167	1,837
Variante 7	1,033	1,556	-1,181	2,767
Variante 8	1,213	1,199	-1,188	1,238
Variante 9	1,308	0,888	-0,995	0,546
Variante 10	1,233	1,018	-0,929	1,314
Variante 11	1,342	0,764	-0,665	1,087
Variante 12	1,338	0,605	-0,089	2,261

Tab. 5.2: Massenstrom und Drehmoment bei FL 0 und Öffnungswinkel 0° (Alle Werte bezogen auf Ausgangsventilgröße, Schließende Momente sind positiv)

Flughöhe [ft]	Druck [Pa]	Temperatur [K]	Dichte [kg/m ³]	dyn. Viskosität [kg/(ms)]
0	101325	297	1.184	$1.832 \cdot 10^{-5}$
7500	76720,4	268	id. Gas ¹⁾	Sutherland ²⁾
43000	16304,9	228	id. Gas ¹⁾	Sutherland ²⁾

Tab. 5.3: Randbedingungen entsprechend ICAO Standardatmosphäre

5.2.7 Vergleich Experiment - Numerik optimiertes Ventil

Die experimentellen Untersuchungen wurden an einem Modell im Maßstab 1:2 durchgeführt. Wie bereits bei der Diskussion der Ergebnisse am Referenzventil beschrieben, liegen auch hier die berechneten Massenströme und Drehmomente etwas über den Meßergebnissen. Die Gründe für diese Abweichungen wurden in Abschnitt 4.4 erläutert. Der Fehler kann aber als tolerabel bezeichnet werden und liegt im Rahmen der Erwartungen (Abb.: 5.8 und 5.9).

Die Änderung des Massenstroms weist im Bereich zwischen 0° und 20° einen sehr flachen und linearen Verlauf auf. In diesem Bereich läßt sich daher der austretende Massenstrom und damit der Druck in der Flugzeugkabine gut regulieren. Auch das Drehmoment verhält sich in diesem Öffnungswinkelbereich linear.

Es fällt auf, daß die Übereinstimmung zwischen gemessenem und berechnetem Drehmoment im Falle des *LG* deutlich besser ist, als am Referenzventil. Diese Verbesserung ist auf das Meßverfahren zur Bestimmung des Drehmoments zurückzuführen. Am Referenzventil wurde das Gesamtmoment der Klappe an einem Teil des Antriebsgestänges gemessen. Die numerisch ermittelten Klappenmomente wurden dann über die vorliegenden Winkel- und Längenverhältnisse (Nennmaße) auf das gemessene Moment umgerechnet. Bedingt durch Toleranzen im Getriebe und Reibungseinflüsse, weichen die berechneten Momente damit teilweise erheblich von den gemessenen ab. Am *LG* hingegen wurde das Moment direkt an den Klappen gemessen. Aufgrund der deutlich kleineren Abmessungen und der geringeren Anzahl bewegter Teile, ist im Fall des *LG* der Reibungseinfluß verschwindend gering. Darüberhinaus stimmen simulierte und gemessene Geometrie am optimierten Ventil sehr viel genauer überein.

¹⁾Aus Druck und Temperatur nach "Idealem Gasgesetz" berechnet (kompressibel)

²⁾Nach der Gleichung von Sutherland aus der Temperatur berechnet

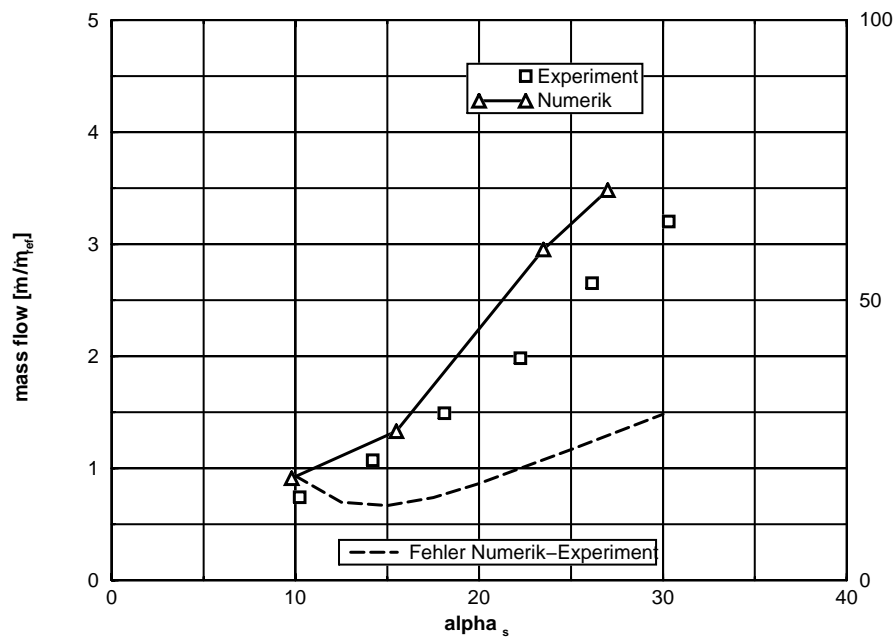


Abb. 5.8: Massenstrom LG FL 50

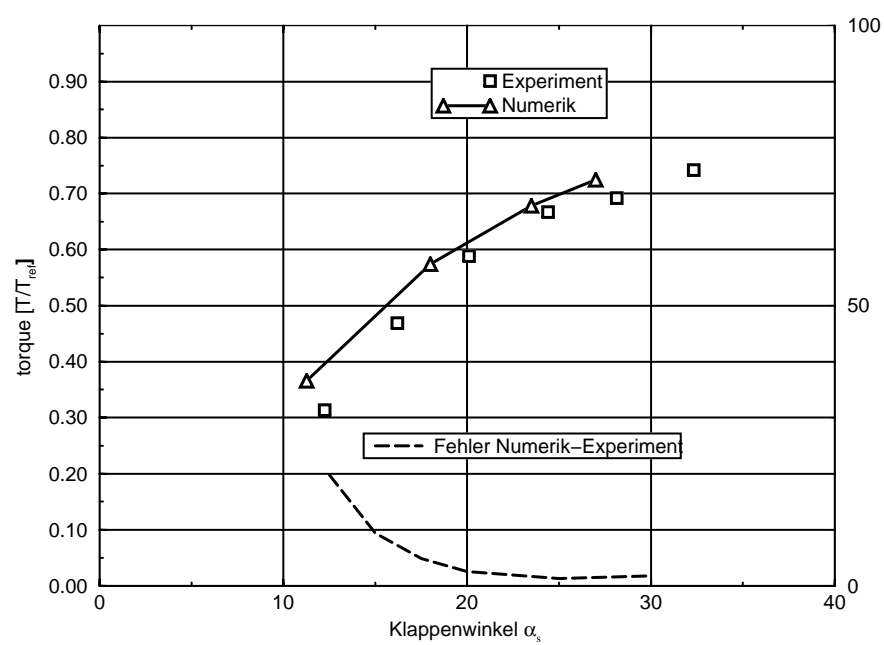


Abb. 5.9: Drehmoment LG FL 50

Das vermessene Modell wurde nach Zeichnungen gefertigt, die aus dem Simulationsmodell abgeleitet wurden. Dagegen wurden am Referenzmodell einzelne geometrische Details vernachlässigt, um die Simulation zu ermöglichen.

Hiermit zeigt sich deutlich, daß für eine befriedigende Berechnung des Drehmoments eine erheblich feinere Detaillierung des numerischen Modells als für die Simulation des Massenstroms notwendig ist.

5.2.8 Vergleich Referenzventil - optimiertes Ventil

Das wesentliche Ziel der Optimierung war es ein Ventil zu gestalten, daß bei möglichst kleiner Durchtrittsfläche, für den Bodenfall, den definierten, maximalen Luftdurchsatz gewährleistet. Ein Maß für die Optimierung der Ventilgeometrie stellt der *discharge coefficient* (C_d) dar. Er gibt das Verhältnis zwischen tatsächlichem Massenstrom und theoretisch möglichem Massenstrom durch die Ventilfläche an (siehe auch Kap. 3.2.1, S. 30). Durch die Optimierung des Ventilrahmens und der Klappen geometrie konnte eine Verbesserung um knapp 50% erreicht werden (siehe Abb. 5.10).

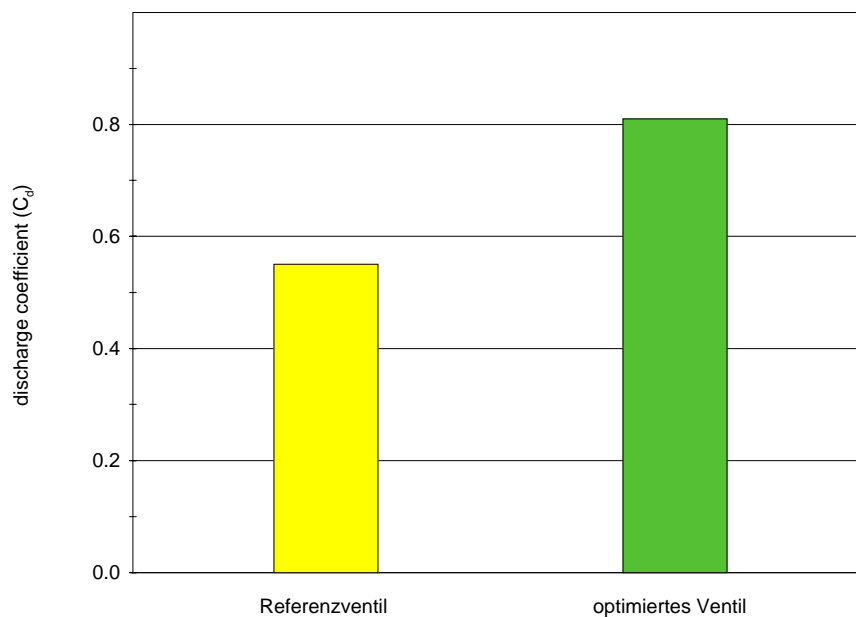


Abb. 5.10: discharge coefficient C_d

Ein weiteres, wesentliches Optimierungsziel war, neben der Forderung nach einem schließenden Drehmoment an jeder Klappe des Ventils einzeln, das kleinstmögliche

Drehmoment am Antrieb des Verstellgetriebes. Das Referenzventil wies ein vergleichsweise geringes Gesamtmoment am Antrieb auf. Wie die Simulationsergebnisse gezeigt haben, wurde dieser niedrige Werte aber nur durch die Addition eines großen schließenden und einem nahezu gleich großen öffnenden Drehmoment erzielt. Im Fall des optimierten Ventils haben beide Ventilkappen, entsprechende der Zielvorgabe, ein schließendes Moment. Der prinzipielle Nachteil dieser Vorgabe liegt allerdings in der Koppelung der beiden Momente durch das Steuergetriebe. Die Überlagerung der beiden gleichsinnigen Drehmomente führt zwangsläufig zu höheren Drehmomenten als am Referenzventil. Lediglich für den Auslegungspunkt (Reiseflugbedingungen) wurde das Moment minimiert. Bewegt sich der Betriebspunkt des Ventils weg von diesem Optimum steigen die Drehmomente im Vergleich zum Referenzventil deutlich stärker an und liegen auf einem erheblich höheren Niveau (siehe Abb.: 5.11).

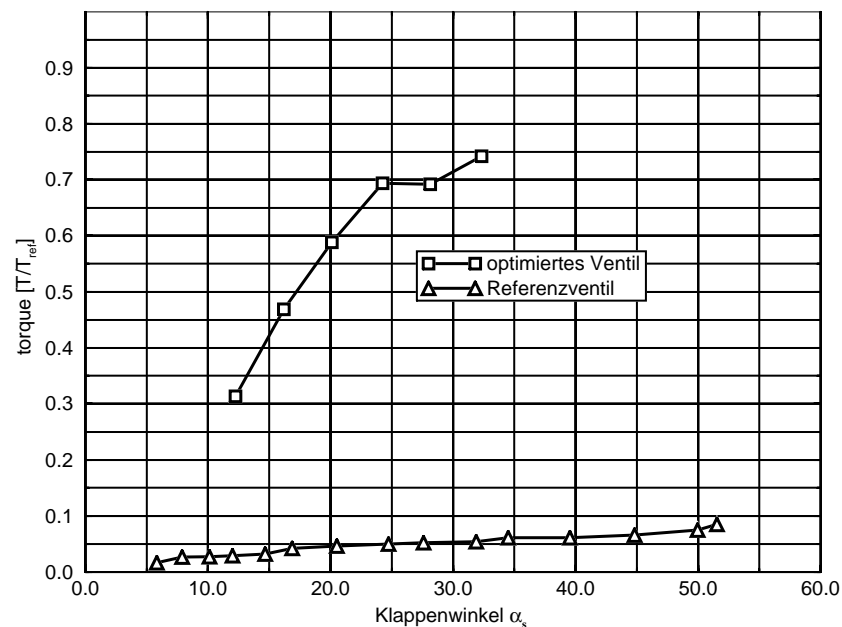


Abb. 5.11: Drehmoment Referenzventil - LG FL 50

6 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird die Strömung in Outflow-valves experimentell und numerisch untersucht. Auf der Basis der Ergebnisse an einem Referenzventil wird eine neue, optimierte Ventilgeometrie mit Hilfe eines numerischen Verfahrens untersucht. Die berechneten Eigenschaften werden im Experiment nachgewiesen. Die Arbeit weist drei Schwerpunkte auf:

1. Experimentelle Untersuchung eines Referenzventils
2. Numerische Simulation des Referenzventils
3. Optimierung einer neuen Ventilgeometrie mit Hilfe eines CFD-Verfahrens

Für die experimentellen Untersuchungen an den beiden Ventilen wurde im Rahmen der Arbeit eine neue Versuchsanlage aufgebaut. Diese Anlage erlaubt den Betrieb von Ventilen bis zu einem Durchmesser von $d \approx 300mm$ bei Druckverhältnissen von $\Pi = 1$ bis zu überkritischen Druckverhältnissen von $\Pi = 0,3$. Sie besteht aus zwei Druckkesseln, die kontinuierlich von einer Luftlieferanlage gespeist werden. Über ein Bypass-Ventil und ein Austrittsventil kann das Druckverhältnis eingestellt werden. Eine vorgeschaltete Blendenmeßstrecke mißt den Massenstrom. Darüberhinaus ist es möglich, die Haltekräfte am Antrieb der Klappe im Betrieb zu messen. Eine Kamera im Innern der Anlage erlaubt die ständige Überwachung des Ventils während der Messung.

Durch Erhöhung des Drucks in der Meßstrecke, ist es möglich, Modelle im Maßstab 1:2 bei gleicher Re- und Ma-Zahl wie im Original zu untersuchen.

Am Beispiel eines Ventils zur Kabinendruckregelung in Verkehrsflugzeugen wurden die unterschiedlichen Strömungszustände in einem weiten Betriebsbereich simuliert und mit eigenen und fremden Meßergebnissen verglichen. Alle Simulationen wurden mit dem kommerziellen CFD-Paket FLUENT von Fluent Inc. durchgeführt.

Da solche Strömungen von großen Ablösegebieten geprägt sind, wurden für die Auswahl des numerischen Verfahrens zunächst einige Vergleichsrechnungen an einer *backward-facing-step* durchgeführt. Für die Bewertung der Simulationsqualität standen detaillierte Messungen des Strömungsfeldes zur Verfügung. Die besten Ergebnisse konnten mit dem RNG- $k - \varepsilon$ Modell und Standardwandfunktionen erzielt werden. Für alle weiteren Simulationsrechnungen wurde daher mit dieser Modellierung gearbeitet.

Die Strömung durch das Referenzventil wurde bei unterschiedlichen Öffnungswinkeln und Druckverhältnissen simuliert. Der Vergleich der berechneten mit den gemessenen Kennlinien wies für den Massenstrom mit Abweichungen von ca. 15% eine sehr gute Übereinstimmung auf. Größere Abweichungen wurden bei der Berechnung der Getriebekräfte beobachtet. Diese Fehler können auf zwei unterschiedliche Ursachen zurückgeführt werden:

1. Geringe Fehler in der Berechnung des Druckfeldes, bedingt durch notwendige Vereinfachungen der Geometrie, führen zu deutlichen Abweichungen im Drehmoment.
2. Die Haftreibung der Klappen- und Getriebelagerung nimmt einen wesentlichen Teil der statischen Last auf. Da das Drehmoment am Ende der Kraftübertragungskette gemessen wurde, ist dieser Fehler in allen Messungen enthalten.

Die Simulationen des optimierten Ventils zeigten Abweichungen von ca. 15%. Hier war der Aufbau des mechanischen und numerischen Modells identisch und die Reibungseinflüsse lagen innerhalb der Meßtoleranz.

Aufbauend auf den gewonnen Erkenntnissen wurde ein neues Ventil entwickelt und mit Hilfe von Simulationsrechnungen für unterschiedliche Betriebspunkte optimiert. Für den Reiseflugfall, wenn das Ventil nahezu geschlossen ist und das Druckverhältnis überkritisch wird, ist eine "glatte Klappenkontur für die Erreichung des maximalen Massenstroms ausreichend. Im Bodenfall, wenn die Klappe vollständig geöffnet ist und der Druckunterschied zwischen innen und außen nur sehr gering ist, muß der Ventilrahmen eine ungestörte Zuströmung ohne Ablösungen an den Rändern ermöglichen. Im Laufe der Untersuchungen stellte sich heraus, daß die, die Klappe umgebende Struktur im Bodenfall auch einen erheblichen Einfluß auf den Massenstrom ausübt. Die Spante im Flugzeugrumpf wirken als "Luftleitbleche für das Ventil. Durch eine geeignete Positionierung des Ventils relativ zu diesen Spanten kann der durchgesetzte Massenstrom bei gleicher Ventilstellung um ca. 8% vergrößert werden.

Messungen an einem Modell dieses neuen Ventils im Maßstab 1:2 belegen die gute Qualität der Simulationsergebnisse.

Literaturverzeichnis

- [1] Anderson, J. D.: *Computational Fluid Dynamics*, McGraw-Hill, New York, 1995
- [2] Baldwin, B. S., Barth, T. J.: *A One-Equation Turbulence Transport Model for High Reynolds Number Wall-Bounded Flows*, NASA TM-102847, 1990
- [3] Baldwin, B. S., Lomax, H.: *Thin Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows*, AIAA Paper 78-257, 1978
- [4] Bigalke, C.: *Abschlußbericht TUD - Experimentelle Untersuchungen*, TB7-21023, 1998
- [5] Boussinesq, J.: *Theorie de l'écoulement tourbillant*, Band 46, Mem. Pres. Acad. Sci. XXIII, Paris, 1877
- [6] Bradshaw, P., Launder, B. E., Lumley, J. L.: *Collaborative Testing of Turbulence Models*, AIAA Paper 91-0215, 1991
- [7] Cebeci, T., Smith, A. M. O.: *Analysis of turbulent boundary layers*, App. Mathematics and Mechanics, Vol. 15, Academic Press, New York San Francisco London, 1974
- [8] Carlson, H. A., Lumley, J. L.: *Flow over an obstacle emerging from the wall of a channel*, AIAA Journal, Vol. 34 No. 5, 1996
- [9] Chang, P. K.: *Separation of Flow*, Pergamon Press, 1966
- [10] Degrez, D.: *Introduction to Computational Fluid Dynamics*, VKI Lecture Series, 1996
- [11] Friedrich, R.: *Dirkete numerische Simulation turbulenter Strömungen*, Vortrag TU Darmstadt, 1997
- [12] Gault, D. E.: *A Correlation of Low-Speed Airfoil-Section Stalling Characteristics with Reynolds Number and Airfoil Geometry*, NACA TN 3963, 1957
- [13] *FLUENT Handbook*, 1996

- [14] Freitas, C. J.: *Perspective: Selected Benchmarks From Commercial CFD Codes*, Transactions of the ASME, Vol. 117, 1995
- [15] Heer, P.: *Konstruktion eines neuartigen Ventils*, Studienarbeit, TU Darmstadt, FG Aerodynamik & Meßtechnik (auch als TB2-21111-01 Nord-Micro Bericht-nummer), 1998
- [16] Helmholtz, H. v.: *Über diskontinierliche Flüssigkeitsbewegungen*, Monatsber. Akad. Berlin, 1868
- [17] Hirsch, C.: *Numerical Computation of Internal and External Flows*, Vol. II, Computational Methods for Inviscid and Viscous Flows, Wiley, New York, 1990
- [18] Johnson, D. A., King, L. S.: *A Mathematically Simple Turbulence Closure Model for Attached and Separated Turbulent Boundary Layers*, AIAA J., Vol 23 No. 11, 1985
- [19] Kalbhenn, M.: *Statusbericht IBV*, TB2-21110-01, 1998
- [20] Kim, J., Moin, P., Moser, R.: *Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number*, J. Fluid Mech., 177, 1987
- [21] Kirchhoff, G.: *Zur Theorie freier Flüssigkeitsstrahlen*, Journal reine angew. Mathematik 70, 1869
- [22] Konhäuser, P.: *Berechnung zweidimensionaler Totwasserströmungen um vorgegebene Konturen*, Dissertation, Universität Stuttgart, 1984
- [23] Launder, B. E., Reece, G. J., Rodi, W.: *Progress in the Development of a Reynolds-Stress Turbulence Closure*, J. Fluid Mech., 183, pp. 537 - 566, 1975
- [24] Launder, B. E.; Spalding D. B.: *Lectures in Mathematical Models of Turbulence*, Academic Press, London, England, 1972
- [25] Launder, B. E.; Spalding, D. B.: *The Numerical Computation of Turbulent Flows*, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, Vol. 3, pp. 269 - 289, 1974
- [26] Launder, B. E.; Reece, G. J.; Rodi, W.: *Progress in the Development of a Reynolds-Stress Turbulence Closure*, J. Fluid Mech., Vol. 68 (part 3), 1975
- [27] Launder, B. E.: *Second Moment Closure: Present ... and Future?*, Inter. J. Heat Fluid Flow, Vol. 10 No. 4, 1989
- [28] Leder, A.: *Abgelöste Strömungen - Physikalische Grundlagen*, Vieweg Verlag, Braunschweig, 1992

- [29] Makiola, B., Ruck, B.: *Flow Separation Over the Step with Inclined Walls*, Near Wall Turbulent Flows, Launder, B. E., Speziale, C. G. (Ed.), Elsevier Press, 1993
- [30] Manna, M.: *Introduction to the Modelling of Turbulence*, VKI Lecture Series, 1997
- [31] , Ruck, B., Makiola, B.: *Flow Separation Over the Inclined Step*, Physics of Separated Flows - Numerical, Experimental and Theoretical Aspects, Gersten, K. (Ed.), Notes on Numerical Fluid Mechanics Vol. 40, Vieweg, 1993
- [32] Marvin, J. G.: *Modeling of Turbulent Separated Flows for Aerodynamic Applications*, NASA Ames Research Center, Moffet Field, California, 1983
- [33] Menter, F. R.: *Performance of Popular Turbulence Models for Attached and Separated Adverse Pressure Gradient Flows*, AIAA Journal Vol. 30 No. 8, 1992
- [34] Nord Micro Elektronik und Feinmechanik AG: *Lastenheft Nr.: LH1-21023*, Juli 1997
- [35] Nord-Micro Elektronik und Feinmechanik AG: *Development Test Report - Tank-test BO2-19972*, 1993
- [36] Orszag, S. A.; Staroselsky, I.; Flannery, W. S.; Zhang, Y.: *Introduction to Renormalization Group Modelling of Turbulence*, Simulation and Modeling of Turbulent Flows, Ed.: Gatski, T. B., Hussaini, M. Y., Lumley, J. L., Oxford University Press, 1996
- [37] Osswatitsch, K.: *Grundlagen der Gasdynamik*, Springer Verlag, Wien NewYork, 1976
- [38] Prandtl, L.: *The Mechanics of Viscous Fluids, Aerodynamic Theory*, Vol. 3, Springer Verlag, Berlin, 1924
- [39] Profos, P.; Pfeifer, T.: *Handbuch der industirellen Meßtechnik*, Oldenbourg Verlag GmbH, München, 1994
- [40] Rodi, W.: *Turbulence Models and Their Application in Hydraulics*, IAHR Monograph, Delft, 1979
- [41] Rotta, J. C.: *Turbulente Strömungen*, B. G. Teubner Stuttgart, 1972
- [42] Sarkar, S.: *Nonlinear and Anisotropic Turbulence Models*, Lecture Series 1997-3, Introduction to the Modeling of Turbulence, von Karman Institute, Brüssel, 1997
- [43] Shih, T. H., Lumley, J. L.: *Modeling of Pressure Correlation terms in Reynolds Stress and Scalar Flux Equations*, Tech. Rep. FDA-85-3, Cornell University, 1985

- [44] Speziale, C. G.: *Modeling of Turbulent Transport Equations*, Simulation and Modeling of Turbulent Flows, Ed.: Gatski, T. B., Hussaini, M. Y., Lumley, J. L., Oxford University Press, 1996
- [45] Speziale, C. G., Sarkar, S., Gatski, T.: *Modelling the Pressure-Strain Correlation of Turbulence: An Invariant dynamical systems Approach*, J. Fluid Mech., Vol. 227, 1991
- [46] Speziale, C. G., Thangam, S.: *Analysis of an RNG Based Turbulence Model for separated Flows*, ICASE Report No. 92-3, 1992
- [47] Spurk, J.: *Strömungslehre*, Springer Verlag, Berlin, 1989
- [48] Tremmel, M.: *Experimentelle Untersuchungen an einem Drosselventil*, Diplomarbeit, TU Darmstadt (auch als TB5-21023 Nord-Micro Berichtsnummer), 1998
- [49] Unger, F.: *Direkte numerische Simulation einer Rohrströmung*, Dissertation, TU München, 1997
- [50] Yakhot, V.; Orszag, S. A.: *Renormalization Group Analysis of Turbulence: I. Basic Theory*, J. Scientific Computing, 1(1):1-51, 1986

Anhang

A Varianten *LG*

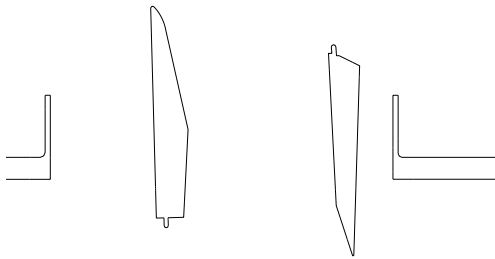


Abb. A.1: LG Ausgangskonfiguration (Variante 0)

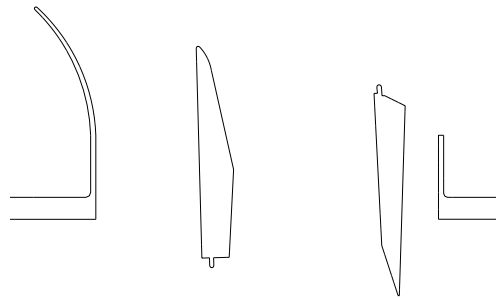


Abb. A.2: LG Variante 1

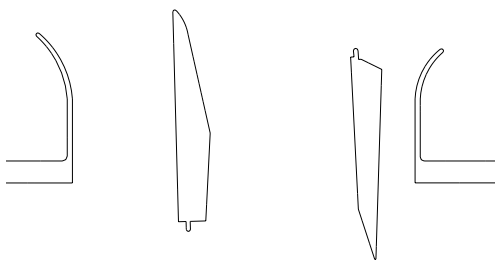


Abb. A.3: LG Variante 2

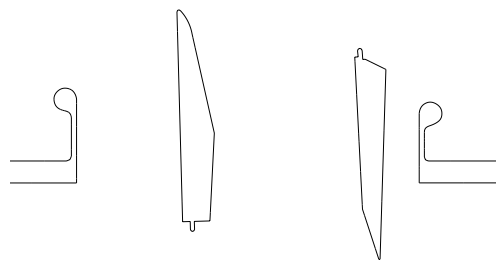


Abb. A.4: LG Variante 3

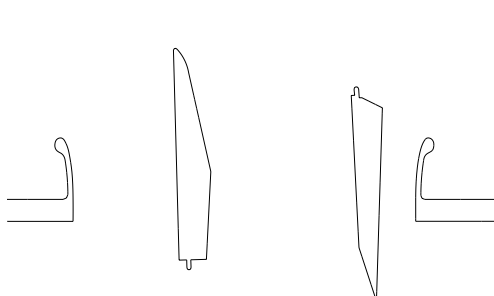


Abb. A.5: LG Variante 4

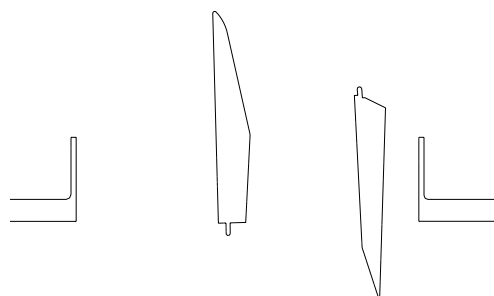


Abb. A.6: LG Variante 5

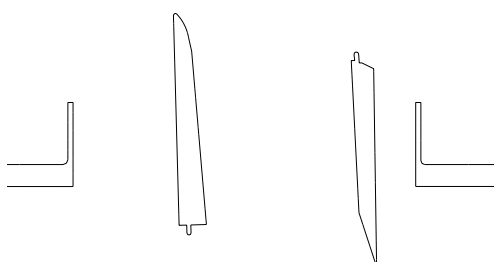


Abb. A.7: LG Variante 6

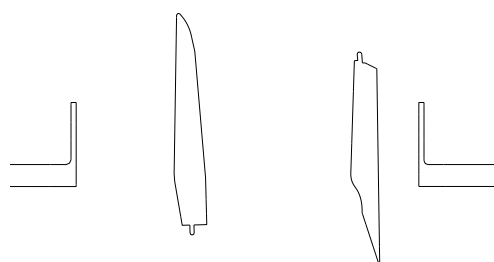


Abb. A.8: LG Variante 7

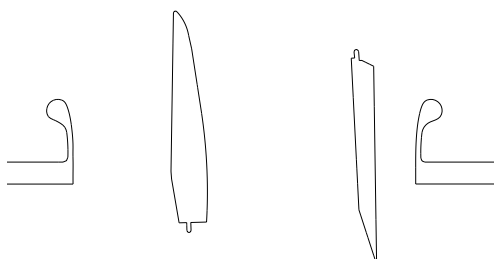


Abb. A.9: LG Variante 8

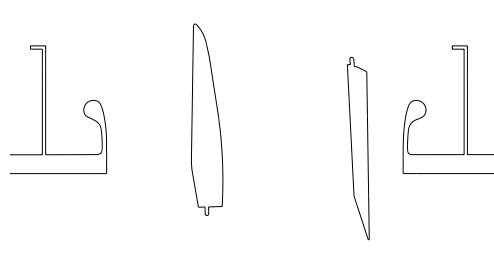
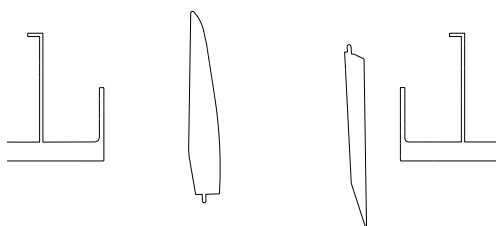
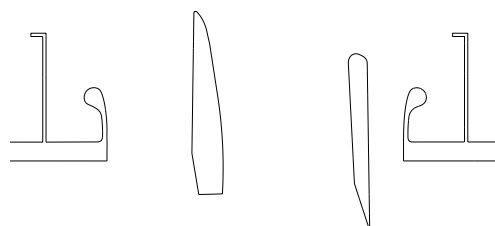
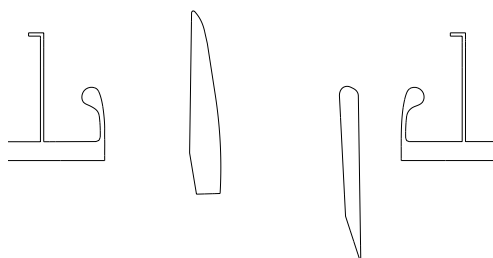


Abb. A.10: LG Variante 9

**Abb. A.11:** LG Variante 10**Abb. A.12:** LG Variante 11**Abb. A.13:** LG Variante 12

Lebenslauf

06.03. 1966	geboren in Frankfurt/Main
1972 – 1976	Jakob-Mankel Schule Weilburg
1976 – 1985	Johanneum Gymnasium Herborn
20.06. 1985	Abitur
1985 – 1986	Wehrdienst
1986 – 1987	Praktikum bei Firma Krupp Stahl AG
1987 – 1994	Studium des allgemeinen Maschinenbaus an der Technischen Hochschule Darmstadt
14.06.1994	Abschluß der Diplom-Hauptprüfung
1994 – 1998	wissenschaftlicher Mitarbeiter am Fachgebiet Aerodynamik und Meßtechnik der Technischen Hochschule Darmstadt (Fachgebietsleiter: Prof. Dipl.-Ing. B. Ewald), später Fachgebiet Strömungslehre und Aerodynamik (Fachgebietsleiter: Prof. Dr.-Ing. C. Tropea)
seit 1998	Mitarbeiter der Robert Bosch GmbH